



Università del Salento
FACOLTÀ DI SCIENZE MM.FF.NN.
CORSO DI LAUREA TRIENNALE IN FISICA

TESI DI LAUREA

**STUDIO DI UN FASCIO
MONOCROMATICO
DI POSITRONI PER LA CALIBRAZIONE
DELLO SPETTROMETRO MEG**

CANDIDATA:
Pinky SERGI

RELATORI:
Prof. **Marco PANAREO**
Dr. **Angela PAPA**

Anno Accademico 2013-2014

Indice

1	L'esperimento MEG : motivazioni teoriche	7
1.1	Il muone nel Modello Standard	7
1.1.1	Mesotrone, mesone o muone?	7
1.1.2	Ricerche del decadimento del μ^+	8
1.1.3	Il decadimento del μ^+ come reazione " strettamente proibita "	9
1.2	Fenomenologia del decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$	10
1.2.1	Il decadimento nella cinematica relativistica.	10
1.2.2	Fondo fisico e fondo accidentale	12
1.3	Sezione d'urto: da Rutherford a Mott	13
2	MEG : l'apparato sperimentale	17
2.1	Coordinate dell'esperimento	17
2.2	La linea del fascio	17
2.3	Rivelatore positroni : Spettrometro MEG	22
2.3.1	Lo spettrometro COBRA	22
2.3.2	Le camere a drift	22
2.3.3	Timing Counter	26
2.4	Rivelatore fotoni: il calorimetro a Xenon liquido	27
2.4.1	Scintillazione in Xe	27
2.4.2	Geometria e prestazioni del rivelatore	28
2.5	L'acquisizione dati	28
2.5.1	Il sistema di trigger	30
2.5.2	Il DAQ di MEG	32
3	Il metodo di calibrazione	35
3.1	Il fascio di positroni	35
3.2	Il bersaglio Mott e scelta del materiale	36
3.3	Misura della risoluzione energetica dello spettrometro	36
3.4	Misura della risoluzione angolare dello spettrometro	38
3.5	Misure dell'efficienza e uniformità delle tracce	41
3.6	Polarizzazione Muoni nel fascio MEG	41

4	Test Beam 2013, analisi dati	43
4.1	La ricostruzione del positrone.	43
4.1.1	Sensibilità sul singolo evento	43
4.1.2	La ricostruzione della traiettoria e del tempo del positrone . .	45
4.2	Il campione 2013.	47
4.2.1	Mott Macro e grafici.	47

INTRODUZIONE

Questo lavoro di tesi è stato condotto nell'ambito dell'esperimento MEG, il cui scopo è quello di fornire una misura del rapporto di decadimento (Branching Ratio , $B.R.$ ¹) del processo $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ [1] con una sensitività di $\sim 10^{-13}$. Il Modello Standard (MS), la teoria che descrive i costituenti fondamentali della materia e le loro interazioni, per tale decadimento predice un rapporto di decadimento nullo: il sapore leptonic è conservato. Poichè tale processo viola la conservazione del sapore leptonic si parla di Lepton Flavour Violation (LFV).

L'esperimento MEG è condotto al Paul Scherrer Institut (PSI, Villigen), il laboratorio che fornisce il più intenso fascio continuo al mondo $\sim 3 \cdot 10^8 \mu^+ / s$.

Nell'esperimento vengono utilizzati soltanto i muoni positivi, al fine di evitare processi di cattura nucleare di muoni negativi; il muone viene arrestato nel bersaglio dell'esperimento, dove decade a riposo. Poichè il decadimento è a due corpi, ed avviene nel sistema di riferimento del centro di massa del muone, i prodotti del decadimento, il positrone ed il fotone, sono emessi contemporaneamente, con energia definita ed in direzioni opposte.

La segnatura dell'evento [1] richiede l'utilizzo di rivelatori che abbiano risoluzioni molto spinte nella misura delle variabili cinematiche caratteristiche dei prodotti di decadimento. Per tali motivi, il calorimetro elettromagnetico e lo spettrometro (per i positroni), sono stati progettati utilizzando le più avanzate tecnologie oggi disponibili. Notevoli sforzi vengono condotti per l'ottimizzazione dei rivelatori e delle loro risoluzioni, affinché il segnale sia massimizzato rispetto al fondo.

Con questa configurazione MEG ha stabilito, nel primo triennio di presa dati (dal 2009 al 2011), il miglior limite sulla violazione del sapore leptonic del processo [1], stabilendo un limite sul $B.R. < 5.7 \cdot 10^{-13}$, al 90% di livello di confidenza [1].

Il presente lavoro di tesi è inserito nel contesto dello studio di uno dei metodi di calibrazione dell'esperimento: l'uso di un fascio monocromatico di positroni per lo studio e la calibrazione dello spettrometro dell'esperimento (MEG II).

Nel primo capitolo viene esposta la fenomenologia del decadimento del muone nel Modello Standard. Nel secondo capitolo viene descritto l'apparato sperimentale.

Il terzo capitolo è dedicato alla descrizione del metodo di calibrazione studiato.

Nel quarto capitolo viene riportato il Mott test beam 2013 al quale ho partecipato attraverso il programma di Summer Student. Infine nel quinto capitolo riporto le conclusioni del mio lavoro di tesi.

¹Il Branching Ratio indica il rapporto tra il numero di volte che si verifica un dato decadimento di una particella ed il numero di decadimenti totali.

1

L'ESPERIMENTO MEG : MOTIVAZIONI TEORICHE

1.1 Il muone nel Modello Standard

1.1.1 Mesotrone, mesone o muone?

Nella prima metà del Novecento, il fisico statunitense Carl D. Anderson [2], durante i suoi studi riguardanti i raggi cosmici, rilevò che alcune particelle, nell'attraversare un campo magnetico, subivano una deviazione dalla loro traiettoria differente dagli elettroni e dalle altre particelle a quel tempo note. In particolare, esse venivano deflesse con una curvatura minore rispetto agli elettroni, ma in misura maggiore rispetto ai protoni.

Queste osservazioni diedero luogo a due conclusioni:

- la carica di tali particelle è identica a quella dell'elettrone;
- la loro massa è compresa fra quella del protone e quella dell'elettrone.

Da qui il nome “ mesotroni ” [10] per definire queste particelle, il cui prefisso “ meso ” deriva dal greco e significa “ intermedio ”.

Poco dopo vennero scoperte altre particelle con massa intermedia e sia Anderson che Neddermayer [11], fisico americano, indicarono i mesotroni con il termine mesoni e per distinguerli ulteriormente, il mesotrone venne ribattezzato “ mesone mu ” con l'aggiunta della lettera greca μ (mu) che rimanda al suono della “ m ”. Successivamente si scoprì che il “ mesone mu ” appartiene ad una particolare famiglia di mesoni, in quanto dal suo decadimento vengono emessi sia un neutrino che un antineutrino, piuttosto che l'uno o l'altro. Tale caratteristica differenzia i “ mesoni mu ” dagli androni i quali risultano essere particelle composte da quark e, quindi, soggette a forza nucleare forte. Bisogna ricordare che nel Modello Standard ogni mesone è composto da due quark. Si osservò che i “ mesoni mu ” sono delle particelle più simili all'elettrone (leptoni), con nessuna attinenza al mondo dei quark. Si è potuto stabilire, dunque, che i “ mesoni mu ” non sono affatto dei mesoni (nel senso nuovo del termine), pertanto il termine “ mesone mu ” fu accantonato e rimpiazzato, attorno al 1945, dal nome moderno di *muone* (μ). Il muone si presenta come una particella del tutto identica

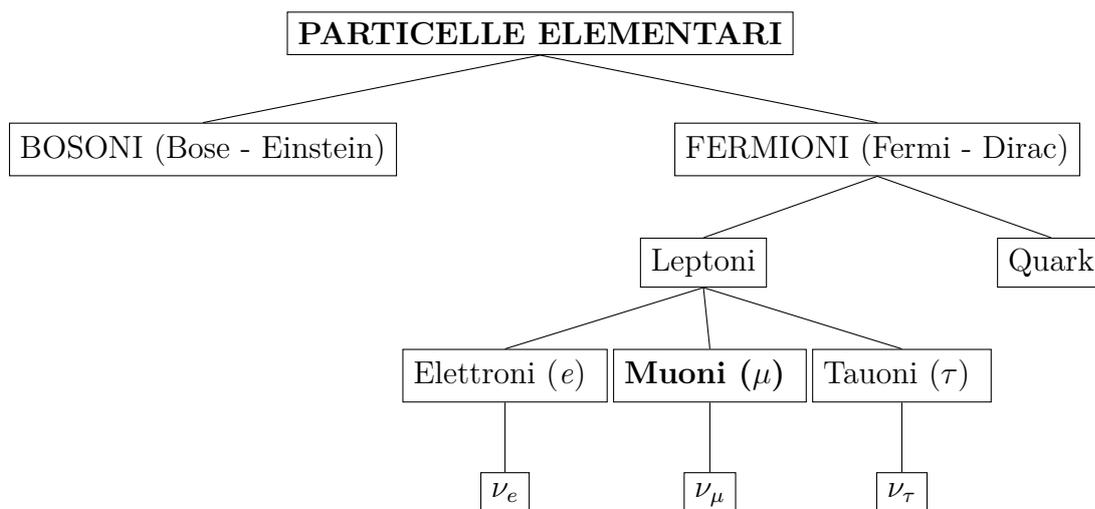


Tabella 1.1: Collocazione del muone in una sezione del Modello Standard

all'elettrone, eccetto per il fatto che ha una massa a riposo pari a $105,6 \text{ MeV}$, cioè circa 200 volte superiore a quest'ultimo. Inoltre, il muone è dotato di carica elettrica negativa e spin semintero e , come tutte le altre particelle fondamentali, possiede l'antiparticella con stessa massa e spin, ma con carica opposta; per convenzione, infatti, si è soliti indicare il muone e l'antimuone rispettivamente con la simbologia μ^- e μ^+ . Assieme all'elettrone, tauone e i neutrini, il muone è uno dei sei membri della famiglia dei Leptoni. Come da diagramma riportato in Tabella 1.1, i leptoni sono fermioni e si differenziano dai Quark per due motivi:

- i leptoni sono soggetti solo alle interazioni elettrodeboli (oltre alle interazioni gravitazionali comuni ad ogni portatore di massa). In particolare, i neutrini sono sottoposti soltanto a interazioni deboli, mentre i leptoni carichi anche a interazioni elettromagnetiche dovute alla loro carica elettrica.
- i leptoni hanno cariche intere mentre i quark hanno cariche frazionarie.

1.1.2 Ricerche del decadimento del μ^+

I muoni sono particelle instabili, prodotte ad esempio dallo scontro delle radiazioni cosmiche quando entrano in contatto con l'alta atmosfera terrestre; essi hanno una vita media di circa $2,2 \mu s$ decadendo principalmente in un elettrone, un neutrino elettronico e un antineutrino muonico ($\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$).

Tuttavia, esistono vari tipi di decadimenti del μ^+ a cui corrispondono differenti valori di Branching Ratio (Tabella 1.2).

L'esperimento MEG si propone di osservare direttamente il decadimento del muone μ^+ in positrone e^+ e fotone γ ; i primi studi su questo processo vennero condotti da Hincks e Pontecorvo, i quali nel 1947, fissarono un limite superiore al rapporto di decadimento $\text{B.R.} < 10\%$.

Nel corso degli anni tale limite è stato abbassato attraverso il miglioramento delle

Tipo di decadimento	Branching ratio
$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$	$\simeq 100\%$
$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$	$1.4 \pm 0.4\%$ (per $E_\gamma > 10 MeV$)
$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu e^+ e^-$	$(3.4 \pm 0.4) \cdot 10^{-5}$
$\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_e \nu_\mu$	1.2%
$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$	$< 5.7 \cdot 10^{-13}$ [MEG 2013]
$\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$	$< 1.2 \cdot 10^{-12}$
$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma \gamma$	$7.2 \cdot 10^{-11}$

 Tabella 1.2: Decadimenti del μ^+

risoluzioni sperimentali. Il risultato più recente è stato reso noto da MEG: tale valore ha raggiunto un limite superiore di $B.R. < 1.5 \cdot 10^{-11}$ al 90% del livello di confidenza (Tabella 1.3)

Esperimento	Anno	Branching ratio	Riferimenti
<i>TRIUNF</i>	1977	$< 3.6 \cdot 10^{-9}$	[3]
<i>SIN</i>	1980	$< 1.0 \cdot 10^{-9}$	[4]
<i>LANL</i>	1982	$< 1.7 \cdot 10^{-10}$	[5]
<i>CrystalBox</i>	1988	$< 4.9 \cdot 10^{-11}$	[6]
<i>MEGA</i>	1999	$< 1.2 \cdot 10^{-11}$	[7, 8]
<i>MEG</i>	2010	$< 2.4 \cdot 10^{-12}$	[9]
<i>MEG</i>	2013	$< 5.7 \cdot 10^{-13}$	[1]

 Tabella 1.3: Evoluzione del limite superiore al B.R. del processo $\mu^+ \rightarrow \gamma e^+$ dal 1977 al 2013

1.1.3 Il decadimento del μ^+ come reazione “ strettamente proibita ”

Nel Modello Standard, per verificare l’esistenza o meno di alcuni processi, ci si avvale della legge della conservazione del numero leptonico totale, dato dalla formula $L_{tot} = L_e + L_\mu + L_\tau$, dove il numero leptonico è un numero quantico intero positivo per i leptoni, negativo per gli antileptoni e nullo per le particelle non leptoniche.

Una reazione che viola la conservazione di uno di essi o la somma dei tre (Tabella 1.4), è da ritenersi proibita (per leptoni carichi).

Specificatamente, il processo $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ viola la legge di conservazione del sapore leptonico (Lepton Flavour Violation, LFV).

L’esperimento MEG ricerca il decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ con una sensibilità $< 5.7 \cdot 10^{-13}$.

L	prima	dopo
L_μ :	-1	0
L_e :	0	-1

Tabella 1.4: Violazione della Conservazione dei Numeri Leptonici

L'esperimento è condotto al Paul Scherrer Institute (PSI) di Villigen (CH) in grado di fornire il fascio di muoni continuo più intenso al mondo (fino a $\sim 3 \cdot 10^8 \mu^+/s$).

1.2 Fenomenologia del decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$

1.2.1 Il decadimento nella cinematica relativistica.

Nell'esperimento MEG i muoni sono arrestati in un bersaglio. Si consideri il decadimento del $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ nel sistema di riferimento del centro di massa. Possiamo fare alcune osservazioni:

- le particelle uscenti hanno energia pari alla metà della m_μ ;
- dalla conservazione dei quadrimpulsi

$$\begin{cases} E_\mu = E_e + E_\gamma \rightarrow m_\mu = E_e + E_\gamma \\ \vec{0} = \vec{p}_e + \vec{p}_\gamma \end{cases} \quad (1.2.1)$$

segue che le particelle figlie sono emesse *back-to-back* e che $|\vec{p}_e| = |\vec{p}_\gamma|$;

- le particelle sono emesse contemporaneamente.

Consideriamo la relazione tra massa, impulso ed energia di una particella:

$$E^2 = |\vec{p}|^2 c^2 + m^2 c^4. \quad (1.2.2)$$

ponendo $c \equiv 1$ (sistema di unità naturali), possiamo riscrivere tale relazione nel modo seguente:

$$E^2 = p^2 + m^2. \quad (1.2.3)$$

I quadrimpulsi di ciascuna particella del decadimento sono:

$$\begin{cases} p_\mu = (m_\mu, \vec{0}) \\ p_e = (E_e, \vec{p}_e) \\ p_\gamma = (E_\gamma, \vec{p}_\gamma) \end{cases} \quad (1.2.4)$$

dove si ha in particolare

$$E_\mu^2 = |\vec{p}_\mu|^2 + m_\mu^2 \quad \implies \quad E_\mu = m_\mu \quad (1.2.5)$$

$$E_e^2 = |\vec{p}_e|^2 + m_e^2 \quad \Longrightarrow \quad E_e = \sqrt{|\vec{p}_e|^2 + m_e^2} \quad (1.2.6)$$

$$E_\gamma^2 = |\vec{p}_\gamma|^2 + m_\gamma^2 \quad \Longrightarrow \quad E_\gamma = |\vec{p}_\gamma| \quad (1.2.7)$$

Possiamo ora applicare la relazione (1.2.3), ricordando la seconda equazione presente nel sistema (1.2.1) :

$$m_\mu = \sqrt{|\vec{p}_e|^2 + m_e^2} + |\vec{p}_\gamma| \quad (1.2.8)$$

$$\begin{aligned} (m_\mu - |\vec{p}_\gamma|)^2 &= |\vec{p}_e|^2 + m_e^2 \\ m_\mu^2 + |\vec{p}_\gamma|^2 - 2m_\mu|\vec{p}_\gamma| &= |\vec{p}_e|^2 + m_e^2 \\ |\vec{p}_\gamma| &= \frac{m_\mu^2 - m_e^2}{2m_\mu} \end{aligned} \quad (1.2.9)$$

quest'ultima (1.2.9) rappresenta proprio il modulo dell'impulso delle particelle finali del centro di massa. In tal modo è possibile calcolare l'energia dei prodotti di decadimento sopra definite (1.2.6) e (1.2.7):

$$\begin{cases} E_e = \sqrt{\left(\frac{m_\mu^2 - m_e^2}{2m_\mu}\right)^2 + m_e^2} \\ E_\gamma = \frac{m_\mu^2 - m_e^2}{2m_\mu} \end{cases} \quad (1.2.10)$$

Con opportuni calcoli, otteniamo:

$$1. E_e = \sqrt{\frac{m_\mu^2}{4} + m_e^2}$$

$$2. E_\gamma = \frac{m_\mu^2 - m_e^2}{2m_\mu}$$

Poichè $m_\mu \gg m_e$ possiamo scrivere le energie dei prodotti del decadimento del muone come:

$$\begin{aligned} \bullet E_e &= \sqrt{\frac{m_\mu^2}{4} + m_e^2} \approx \frac{m_\mu}{2} \\ \bullet E_\gamma &= \frac{m_\mu^2 - m_e^2}{2m_\mu} \approx \frac{m_\mu}{2} - \frac{m_e^2}{2m_\mu} \approx \frac{m_\mu}{2} \end{aligned}$$

In conclusione :

$$\bullet E_e = E_\gamma = \frac{m_\mu}{2} = 52.83 \text{ MeV}$$

Quindi la segnatura di un evento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ è dato dall'emissione collineare di un positrone e di un fotone in versi opposti, in coincidenza temporale e con un'energia di circa 52.83 MeV ciascuno (figura 1.1). Per l'identificazione del segnale servono misure di alta risoluzione ed efficienti algoritmi per la discriminazione del segnale rispetto al fondo. Gli eventi di fondo presenti sono due: quello fisico e quello accidentale.

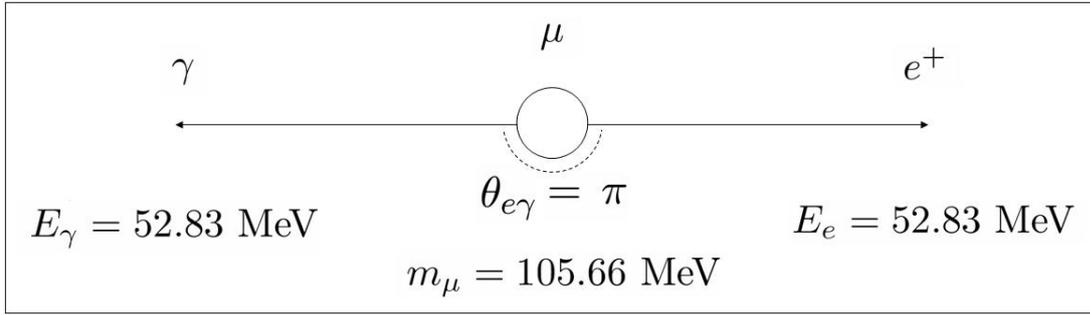


Figura 1.1: Schema cinematico del decadimento.

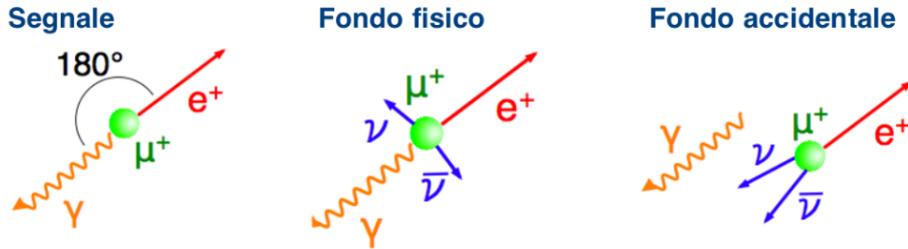


Figura 1.2: Il segnale $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ e i relativi fondi, fisici e accidentali

1.2.2 Fondo fisico e fondo accidentale

Il decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ con μ a riposo può essere simulato da due diversi tipi di fondo (Figura 1.2), il fondo fisico (o correlato) e quello accidentale; il primo dipende linearmente dal flusso istantaneo di muoni, mentre il secondo ne dipende quadraticamente..

- *fondo fisico (o correlato)*: prodotto dal decadimento radiativo del muone $\mu^+ \rightarrow \gamma \bar{\nu}_\mu \nu_e e^+$ nel caso in cui il positrone ed il fotone siano emessi con angolo relativo molto vicino a 180° e i neutrini ricevano poca energia, in maniera da simulare il segnale. La probabilità che un evento di fondo venga rivelato come evento di segnale può essere calcolata integrando la larghezza differenziale del decadimento radiativo all'interno della regione in cui possono cadere eventi che simulino il segnale. Note le risoluzioni sperimentali¹ Δx , Δy e Δz ed utilizzando per semplicità le finestre gaussiane con probabilità del 90% di rivelare il segnale, le regioni di ricerca sono espresse da

$$1 - \delta y \leq y \leq 1 \quad (1.2.11)$$

$$1 - \delta x \leq x \leq 1 \quad (1.2.12)$$

¹Risoluzioni *Full Width Half Maximum (FWHM)* delle variabili x, y e z .

$$0 \leq z \leq 2\sqrt{(1-x)(1-y)} \quad (1.2.13)$$

dove $\delta x = 0.7 \Delta x$, $\delta y = 0.7 \Delta y$, $\delta z = 0.7 \Delta z$ sono le semilarghezze delle finestre di ricerca del segnale per le variabili x, y e z . Se δz è piccolo rispetto ai vincoli cinematici imposti dallo spazio delle fasi, ovvero $\delta z \leq 2\sqrt{\delta x \delta y}$, l'intervallo di integrazione sulla variabile z si riduce a $0 \leq z \leq \delta z$. Questa relazione è soddisfatta nel caso dell'esperimento MEG. Si può notare come, per ottenere un fondo fisico $\approx 10^{14}$, sia necessario disporre di un apparato sperimentale con risoluzioni in energia di $\approx 5\%$ sul fotone e $\approx 1\%$ sul positrone, come previsto per MEG.

- *fondo accidentale*: si verificano coincidenze casuali quando il positrone e il fotone non provengono dal decadimento di un unico μ , bensì da processi indipendenti, poichè la coincidenza temporale e la collinearità spaziale sono, appunto, accidentali. Nell'esperimento MEG l'unica sorgente di positroni di alta energia è costituita dai decadimenti di Michel [12] del μ , mentre i fotoni possono provenire da numerose sorgenti come il decadimento radiativo del muone o dall'annichilazione dei positroni in volo oppure dalla radiazione di frenamento (*Bremsstrahlung*);

1.3 Sezione d'urto: da Rutherford a Mott

La maggior parte delle nostre conoscenze sulle particelle elementari sono state acquisite attraverso esperimenti di diffusione, nei quali un fascio di particelle (proiettili) viene inviato su un blocco di materia (bersaglio); le reazioni tra tali proiettili ed il bersaglio danno origine ad altre particelle, in generale differenti da quelle di partenza.

Studiando la distribuzione dello stato finale è possibile ricavare informazioni sulla natura delle interazioni. Una prima determinazione di sezione d'urto si ottiene attraverso la diffusione di particelle cariche nel campo coulombiano di altre cariche (*diffusione di Rutherford*).

Nei primi anni del 1900 il chimico e fisico neozelandese Ernest Rutherford scoprì la deflessione delle particelle α nella materia, introducendo così il concetto di *scattering*.

Per spiegare i dati sperimentali, Rutherford formulò un modello di atomo basato su alcuni principi di interazione ben precisi.

Consideriamo l'interazione di una particella di massa m e carica elettrica ze con un nucleo di massa M e carica Ze (figura 1.3); la velocità relativa tra le due particelle verrà indicata con \vec{v} . Le ipotesi che descrivono l'interazione sono :

- $v \ll c$, la velocità del proiettile è inferiore rispetto alla velocità della luce; l'interazione è descritta in termini non relativistici;
- la diffusione è elastica, per cui si deve conservare anche l'energia cinetica;
- l'unica forza agente nello scattering è quella elettrostatica $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{zZe^2}{r^2}$;
- $m \ll M$, nell'urto il nucleo assorbe impulso ma non energia, pertanto l'impulso varia in direzione ma non in modulo;

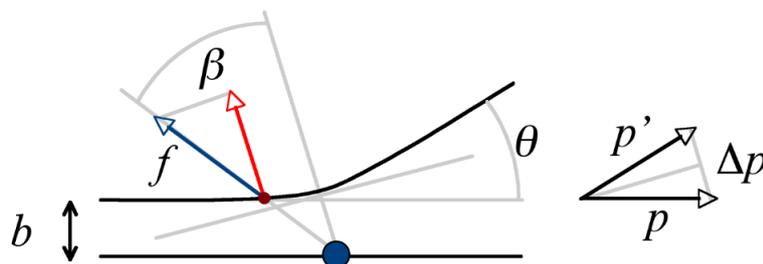


Figura 1.3: La variazione dell'impulso della particella è dovuta alla componente $f \cos \beta = zZe^2/4\pi\epsilon_0 r^2 \cos \beta$ della forza coulombiana nella direzione della bisettrice dell'angolo $(\pi - \theta)$

- lo scattering a grandi angoli di deflessione è dovuto ad un singolo urto;
- l'energia totale del sistema è positiva, perciò il proiettile descriverà un'orbita iperbolica;

Grazie a queste ipotesi Rutherford riuscì ad ottenere l'espressione della sezione d'urto differenziale.

Consideriamo dapprima un nucleo puntiforme di carica Ze fisso in un punto O , e una particella di massa e carica ze che si avvicina ad esso con un parametro d'urto b^2 . La forza di interazione è di tipo centrale, per cui il momento angolare della particella si conserva; in particolare, rimane immutata la sua direzione. Il modulo del momento angolare sarà dato da $L = pb$ dove $p = mv$ è la quantità di moto. Possiamo esprimere il modulo del momento angolare come :

$$L = |\vec{r} \wedge m\vec{v}| = rmv_\beta = r^2 m \frac{d\beta}{dt}, \quad (1.3.1)$$

dove β è l'angolo formato dal vettore \vec{r} che va dal bersaglio al proiettile con la bisettrice dell'angolo $(\pi - \theta)$ mentre $v_\beta = \frac{rd\beta}{dt}$ rappresenta la componente della velocità della direzione ortogonale al raggio. Mettendo a sistema le due espressioni del momento angolare, otteniamo:

$$\begin{cases} L = pb \\ L = r^2 m \frac{d\beta}{dt}. \end{cases} \quad (1.3.2)$$

Uguagliandole, il risultato è:

$$dt = \frac{r^2 m}{pb} d\beta. \quad (1.3.3)$$

² b è la distanza del nucleo dalla traiettoria rettilinea del proiettile prima dell'interazione

Il campo di forze in cui si muove la particella è conservativo quindi l'energia totale E_{Tot} si conserva; l'energia potenziale può essere assunta uguale a zero mentre le energie cinetiche iniziale e finale della particella devono coincidere con l'energia totale e, di conseguenza, essere uguali tra loro. L'impulso trasferito dal bersaglio è dato da:

$$\Delta p = 2psin\frac{\vartheta}{2} \quad (1.3.4)$$

dove ϑ è l'angolo di diffusione. L'impulso trasferito, Δp , può essere confrontato con la forza coulombiana che si esercita tra proiettile e bersaglio :

$$\Delta p = \int_{-\infty}^{\infty} f dt = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{cos\vartheta}{r^2} dt \quad (1.3.5)$$

Andando a sostituire in quest'ultima la (1.3.3), si effettua anche un cambiamento della variabile di integrazione:

$$\Delta p = \int_{-\frac{\pi-\vartheta}{2}}^{\frac{\pi-\vartheta}{2}} \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{cos\beta}{r^2} \frac{r^2 m}{pb} d\beta = \frac{zZe^2 m}{2\pi\epsilon_0 pb} cos\frac{\vartheta}{2} \quad (1.3.6)$$

Possiamo ora comparare le due espressioni dell'impulso Δp (1.3.5 e 1.3.6):

$$\begin{cases} \Delta p = 2psin\frac{\vartheta}{2} \\ \Delta p = \frac{zZe^2 m}{2\pi\epsilon_0 pb} cos\frac{\vartheta}{2} \end{cases} \quad (1.3.7)$$

e ricavare la relazione tra il parametro d'urto e l'angolo di diffusione, dato fondamentalmente dal rapporto tra il contributo dell'Energia potenziale (E_U) e quella cinetica (E_K)

$$tan\frac{\vartheta}{2} = \frac{zZe^2 m}{4\pi\epsilon_0 p^2 b} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{zZe^2 m}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{1}{4p^4 sin^2(\frac{\vartheta}{2})} = \frac{E_U}{E_K} \quad (1.3.8)$$

Per calcolare la sezione d'urto differenziale, basta analizzare la cosiddetta *superficie bersaglio*; le particelle che corrispondono ad un angolo di diffusione (ϑ , $\vartheta + d\vartheta$) sono quelle che cadono in una corona circolare compresa tra b e $b + db$, centrata attorno alla posizione del bersaglio (Figura 1.4). La superficie di questa corona circolare può essere paragonata alla sezione d'urto geometrica efficace del bersaglio per le diffusioni di questi angoli:

$$d\sigma = 2\pi b db = 2\pi \left(\frac{zZe^2 m}{4\pi\epsilon_0 p^2} \right)^2 \frac{d\vartheta}{2tan\frac{\vartheta}{2} sin^2\frac{\vartheta}{2}} \quad (1.3.9)$$

Introducendo l'angolo solido $d\Omega = 2\pi sin\vartheta d\vartheta$ e utilizzando l'identità trigonometrica $sin\vartheta = sin(\vartheta/2)cos(\vartheta/2)$, otteniamo la sezione d'urto differenziale per diffusione coulombiana, ottenuta da Rutherford nel 1911, :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \left(\frac{zZe^2 m}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{1}{4\pi^4 sin^4(\vartheta/2)} \quad (1.3.10)$$

Finora gli spin dell'elettrone del bersaglio non sono stati considerati. Nel caso relativistico, l'espressione della sezione d'urto di Rutherford subisce una modifica

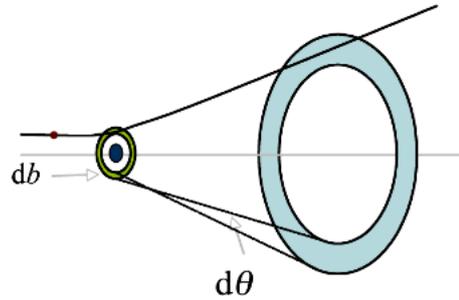


Figura 1.4: Le particelle con parametro d'urto compreso tra b e $b+db$ sono deviate di un angolo compreso tra ϑ e $\vartheta + d\vartheta$

dovuta all'effetto dello spin. La sezione d'urto di Mott descrive la diffusione di positroni relativistici e include gli effetti dovuti allo spin dell'elettrone con carica positiva; essa può essere scritta nel modo seguente:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth.} \left(1 - \beta_v^2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}\right) \quad (1.3.11)$$

dove $\beta_v = v/c$.

È evidente che al crescere dell'angolo di diffusione, la sezione d'urto di Mott diminuisce più rapidamente rispetto a quella di Rutherford. La sezione d'urto di Mott può essere riscritta per $\beta_v \rightarrow 1$ ottenendo in questo modo :

$$\lim_{\beta \rightarrow 1} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth.} \left(\cos^2 \frac{\vartheta}{2}\right) \quad (1.3.12)$$

2

MEG : L'APPARATO SPERIMENTALE

L'obiettivo dell'esperimento MEG è l'osservazione del decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ a riposo. Per ognuno dei prodotti di decadimento è previsto un sistema di rivelazione dedicato (Figura 2.1): l'energia, il tempo e la direzione del fotone vengono misurati da un calorimetro elettromagnetico a Xenon liquido (LXe), il tracciamento del positrone è affidato ad un sistema di camere a deriva, operanti nel campo magnetico generato dal magnete COBRA, mentre per la misura temporale si utilizzano i contatori scintillanti del Timing Counter. L'apparato copre circa il 10% dell'angolo solido attorno al bersaglio, sia per ragioni di ottimizzazione dei sottorivelatori che per ragioni economiche.

2.1 Coordinate dell'esperimento

Riportiamo in questa sezione il sistema di coordinate globali di MEG (Fig. 2.2) che utilizzeremo per la descrizione dell'apparato sperimentale e per i riferimenti. Per quanto riguarda le coordinate cartesiane, l'asse z coincide, sia in direzione che in verso, con la direzione del fascio di muoni ed ha origine nel bersaglio. L'asse x punta nel verso opposto al calorimetro elettromagnetico e l'asse y ha verso opposto al sistema delle camere.

Anche il sistema di coordinate sferiche, e quindi la coordinata radiale r , ha origine nel bersaglio: l'angolo azimutale ϕ è l'angolo nel piano $x - y$ rispetto all'asse x , mentre l'angolo polare è θ , misurato rispetto all'asse z .

2.2 La linea del fascio

Presso il PSI viene prodotto il fascio di muoni più intenso al mondo; i muoni sono ottenuti come prodotti di decadimento da pioni positivi secondo la reazione $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\mu$.

L'interazione del fascio con un bersaglio di grafite (*E-target*, spesso 4 cm) produce essenzialmente π , dato che l'energia disponibile è al di sotto della soglia di creazione dei

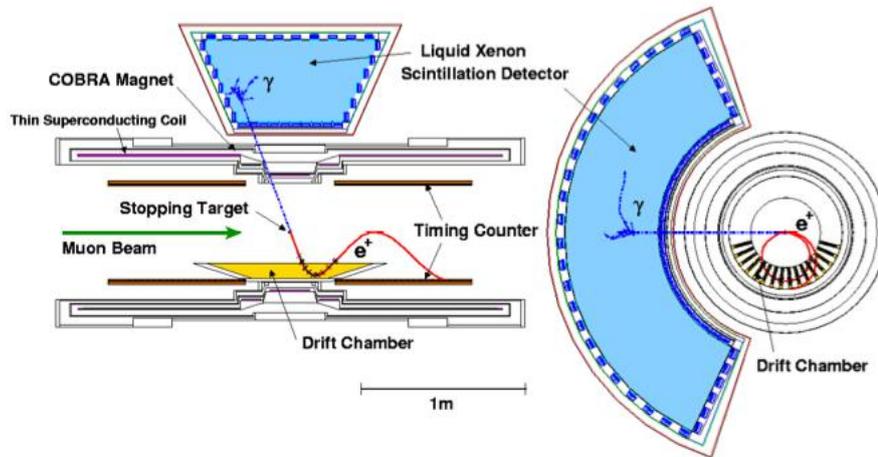


Figura 2.1: Lo spettrometro dell'esperimento MEG.

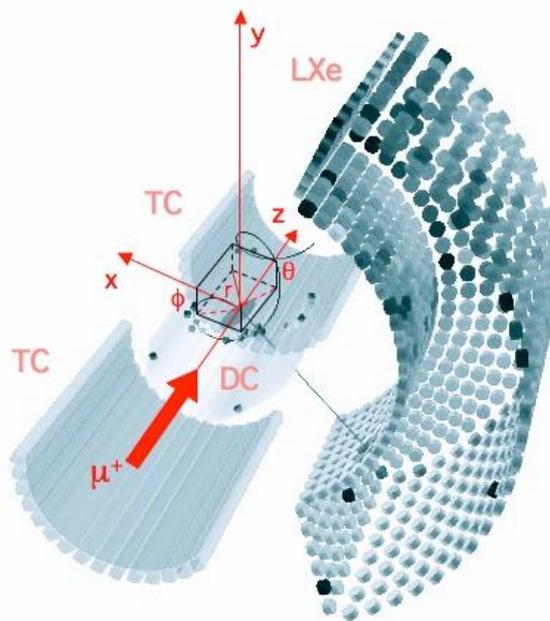


Figura 2.2: Evento composto da una coppia positrone-fotone pressochè collineari e sistema di coordinate del rivelatore. In figura: DC (Camere a deriva), LXe (Calorimetro elettromagnetico a Xenon liquido), TC (Timing Counter)

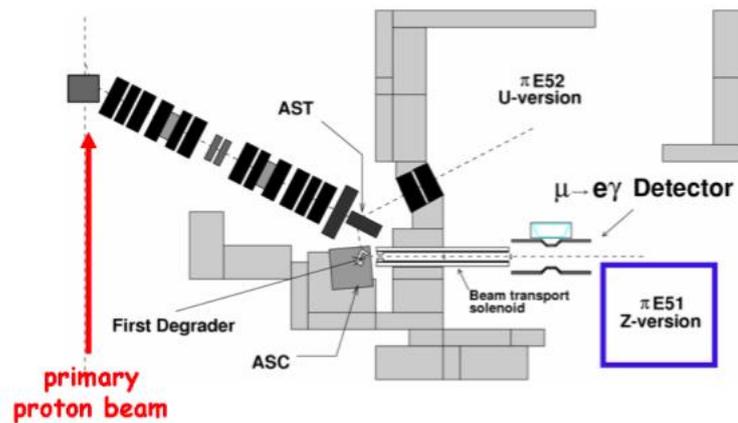


Figura 2.3: Schematizzazione della linea di fascio dell'esperimento

mesoni K ; i pioni negativi vengono rimossi dal fascio mentre quelli positivi decadono quasi esclusivamente in μ^+ tramite la reazione $\pi^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu \mu^+$.

L'esperimento MEG utilizza la linea di fascio $\pi E5$ che raccoglie i muoni prodotti dai decadimenti di π^+ in quiete sulla superficie del bersaglio ("surface muons") aventi impulso pari a $29 \text{ MeV}/c$ e totalmente polarizzati, ad un angolo di 175° rispetto alla direzione incidente del fascio primario di protoni.

Uno schema dell'area sperimentale e della linea di fascio vengono riportate in figura 2.3 e 2.4. Le misure dei flussi di μ e π nella linea $\pi E5$ in funzione dell'impulso delle particelle sono presentati in figura 2.4; poichè i "surface muons" sono quasi monocromatici, possono essere efficientemente focalizzati tramite lenti magnetiche.

Prima di incidere sul bersaglio dell'esperimento, il fascio deve essere ripulito dal gran numero di positroni di fondo presenti, superiori di un fattore 10 rispetto ai muoni; è inoltre necessario ridurre l'impulso dei muoni in modo che possano essere arrestati sul sottile bersaglio dell'esperimento.

La rimozione dei positroni dal fascio e la loro degradazione è operata da una serie di elementi elettromagnetici inseriti tra la linea di fascio ed il magnete COBRA, come mostrato in figura 2.5.

Tali elementi sono:

1. un tripletto di quadrupoli per focalizzare il fascio in entrata (figura 2.6);
2. un separatore elettrostatico che opera come selettore di velocità e crea ad una distanza di circa 2 m dal bersaglio, una separazione spaziale tra muoni ed elettroni pari a 11 cm ;
3. un secondo tripletto di quadrupoli inserito dietro al separatore per la rifocalizzazione del fascio dopo l'azione del separatore;
4. un solenoide di trasporto (B.T.S., Beam Transport Solenoid), utilizzato come giunzione tra l'ultimo quadrupolo ed il magnete COBRA, contenente un degradatore per ridurre l'impulso dei μ .

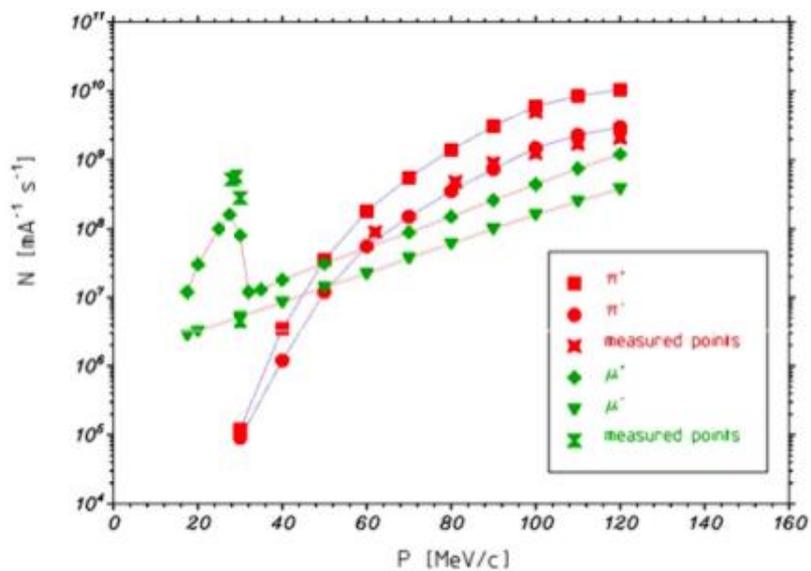


Figura 2.4: Flusso di μ e π nella linea $\pi E5$ in funzione dell'impulso.

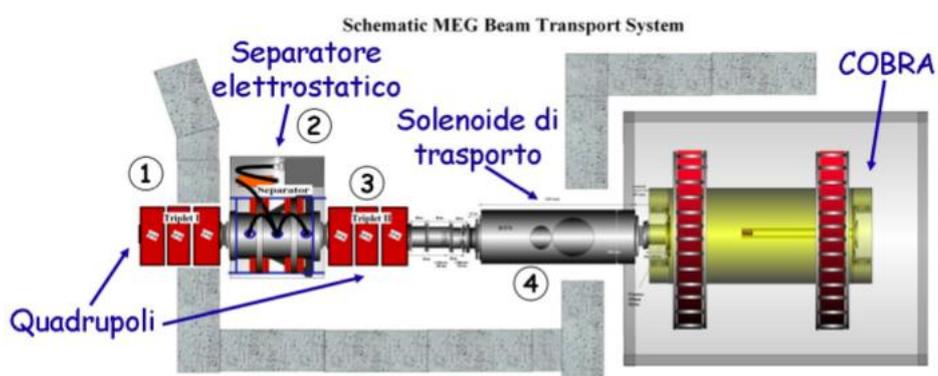


Figura 2.5: Schematizzazione della linea di trasporto dei muoni nell'area $\pi E5$.

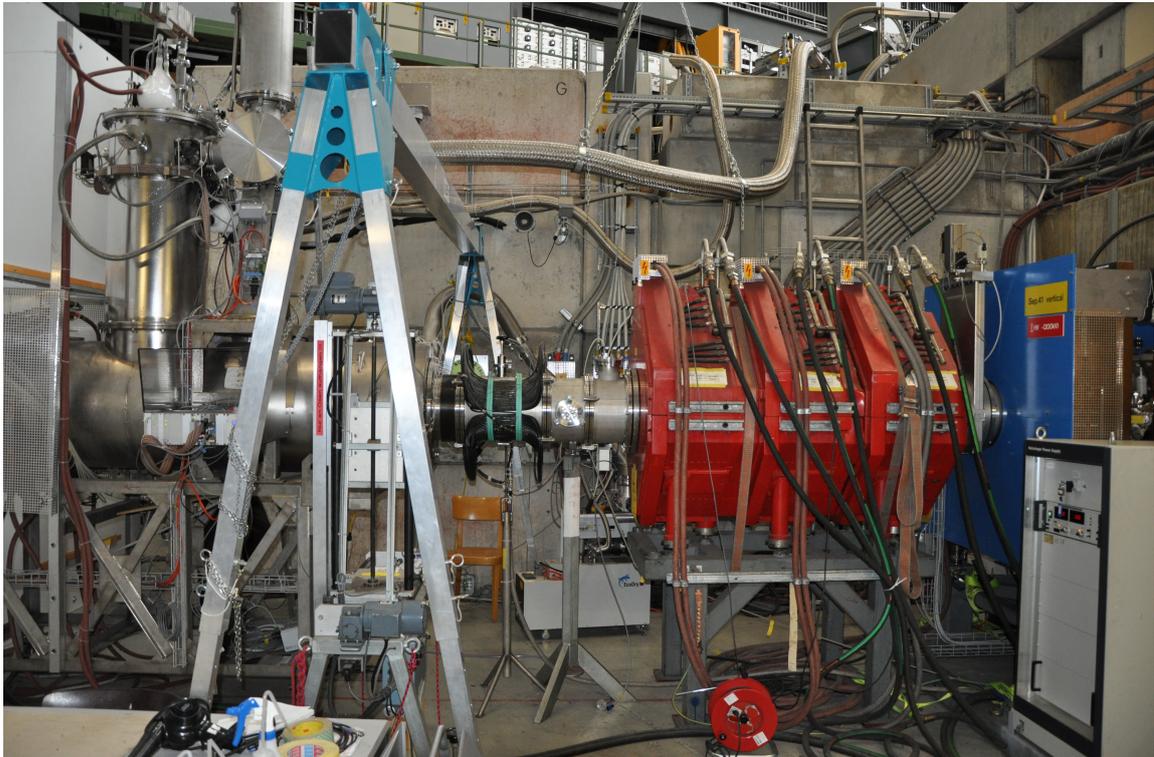


Figura 2.6: Tripletto di quadrupoli nell'area $\pi E5$.

Il bersaglio è posizionato con un angolo di 22° rispetto al fascio, in modo da ottimizzare l'arresto dei muoni, minimizzando lo spessore attraversato dai positroni di decadimento. Per lo stesso motivo, il volume interno di MEG è riempito da una miscela composta di He e una piccola percentuale di aria.

2.3 Rivelatore positroni : Spettrometro MEG

La traiettoria del positrone viene determinata all'interno di uno spettrometro magnetico, costituito dal magnete superconduttore COBRA e da 16 camere a deriva (DC), mentre il tempo di volo viene misurato dai 30 scintillatori che compongono il Timing Counter (TC).

2.3.1 Lo spettrometro COBRA

Il magnete COBRA (COstant Bending RAdius) è costituito da cinque bobine superconduttrici di tre raggi differenti, posizionate simmetricamente rispetto al bersaglio. Due bobine (Solenoidi di Helmholtz) sono posizionate vicino alle estremità del magnete per compensare il campo al di fuori della zona del tracciatore, in particolare nella regione del calorimetro, in modo da non alterare il funzionamento dei relativi fotomoltiplicatori. COBRA produce un campo magnetico non omogeneo a simmetria azimutale: in direzione longitudinale il campo ha un massimo pari a 1.28 T in $z = 0$ ed intensità decrescente per $|z|$ crescente. Le linee di campo sono in una configurazione detta antibottiglia magnetica (configurazione di campo in cui una particella carica che lo attraversa viene accelerata man mano che si avvicina al centro e rallentata nuovamente mentre si avvicina all'estremo) che si raccorda con il campo magnetico presente nella BTS (figura 2.6).

I vantaggi di questa configurazione di campo rispetto ad una uniforme sono:

- un positrone emesso con un angolo prossimo a 90° rispetto all'asse del campo magnetico viene rapidamente espulso dalla regione delle camere (figura 2.7(a)), mentre in un campo uniforme il positrone attraverserebbe più volte il tracciatore, aumentandone così l'occupazione ed il tempo morto (figura 2.8(a));
- il gradiente del campo può essere scelto in modo che il raggio di curvatura della traiettoria del positrone dipenda quanto più possibile dal modulo dell'impulso (figura 2.7(b)) e non dalla sua componente trasversa, come nel caso di un campo uniforme (figura 2.8(b)).

2.3.2 Le camere a drift

Il sistema di tracciamento, riportato in Fig. 2.9, è costituito da 16 moduli di camere a deriva trapezoidali allineate radialmente e longitudinalmente, disposte ad intervalli angolari $\Delta\phi = 10.5^\circ$. Ogni camera è a sua volta formata da due camere a fili, sfalsate



Figura 2.7: Lo spettrometro COBRA.

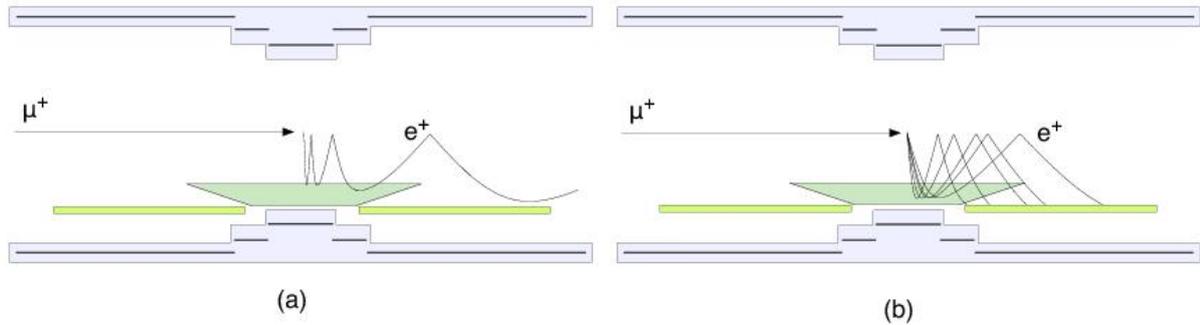


Figura 2.8: Campo magnetico solenoidale uniforme: proiezione ($r - z$). La traiettoria di un positrone emesso a 88° è tale da attraversare molte volte il sistema di camere prima di essere espulso (a); il raggio di curvatura delle traiettorie di positroni di impulso fissato dipende dall'angolo di emissione(b).

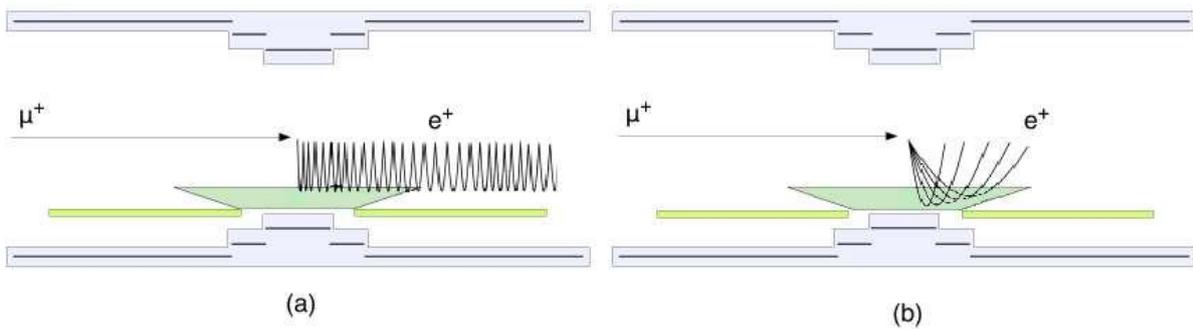


Figura 2.9: Gradiente di campo: proiezione ($r - z$). Traiettoria di un positrone emesso a 88° : il positrone viene espulso molto più velocemente rispetto al caso precedente, con un minore affollamento delle camere (a); il raggio di curvatura di positroni di impulso fissato è indipendente dall'angolo di emissione (b).

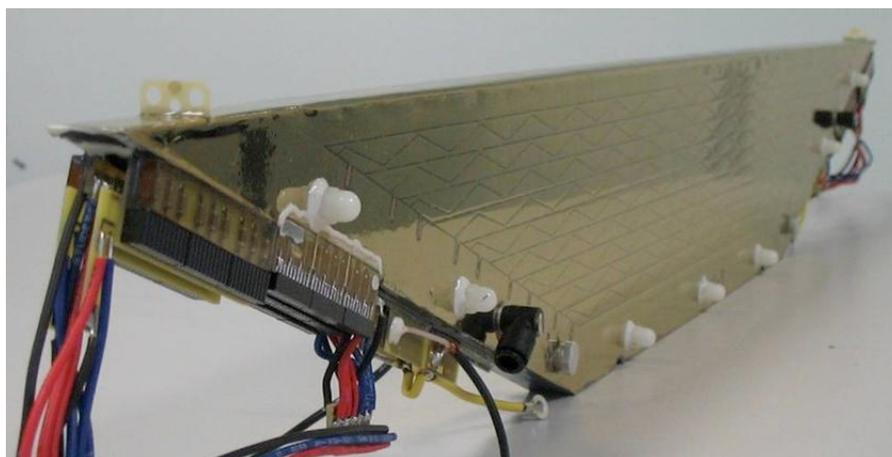


Figura 2.10: Uno dei 16 moduli delle camere a deriva. Sui fogli di alluminio che rivestono la camera a deriva, sono visibili i pattern di Vernier.

di metà della distanza tra due fili consecutivi in modo da risolvere l'ambiguità destra-sinistra. L'area sensibile longitudinale si estende fino a ± 50 cm per la base maggiore, mentre per la base minore fino a ± 21.9 cm; la copertura radiale è posta nell'intervallo 19.3 cm $< r < 27$ cm. La distanza tra le camere ed il bersaglio dei muoni riduce l'affollamento delle camere, impedendo ai positroni provenienti dal decadimento di Michel [12], di basso impulso, di raggiungere il sistema di tracciatura. L'accettanza angolare per positroni di 52.8 MeV/c di impulso emessi al bersaglio risulta $|\cos \theta| < 0.35$ e $|\varphi| < 60^\circ$.

Il volume delle camere è riempito con una miscela di gas 50% di He e 50% di C_2H_6 , scelta per ottenere un buon compromesso tra perdita di energia per ionizzazione e la diffusione coulombiana multipla degli elettroni. Due serie di celle di deriva, sfasate di una distanza pari a metà cella, costituiscono il volume interno di ciascuna camera (Figura 2.10(a)); ogni cella è delimitata da 2 *strip* di fogli catodici, uno interno e l'altro esterno, realizzati con materiale plastico, rivestito di un sottile deposito di alluminio, allo scopo di riprodurre i disegni (o pattern) di Vernier.

Tali scelte di costruzione sono finalizzate al raggiungimento di un'efficace ricostruzione delle coordinate z e r della traccia (Figura 2.10(b)).

Il rapporto tra le cariche osservate su ciascuna delle estremità dei fili anodici fornisce la coordinata z con una precisione ~ 1 cm, ma grazie al metodo della divisione di carica sui pattern di Vernier si può raggiungere una risoluzione di progetto di $\sim 300 \mu$ m.

Dalla differenza tra i tempi di deriva in due celle adiacenti si ottiene la coordinata r con una precisione di circa $\sim 150 \mu$ m, mentre dalla loro media si ottiene il tempo assoluto con un'accuratezza di circa 5 ns.

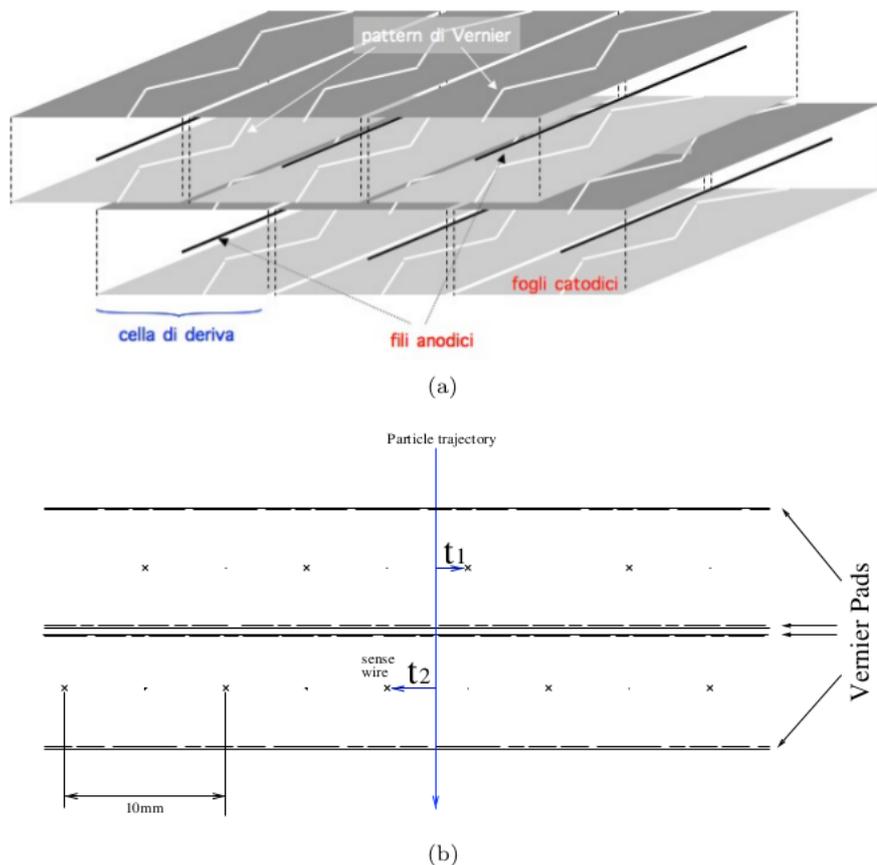


Figura 2.11: Rappresentazione schematica dei due piani di celle di deriva sfasati di metà cella (a), che consentono di determinare la coordinata radiale e il tempo assoluto simultaneamente (b).

2.3.3 Timing Counter

Progettato per intercettare i positroni che emergono dalle camere a deriva e fornire la misura temporale, il rivelatore Timing Counter (figura 2.12) è costituito da due sezioni identiche di scintillatori plastici a forma di settore cilindrico, disposte simmetricamente lungo l'asse $z=0$ per intercettare i positroni emessi in corrispondenza dell'intera accettazione del calorimetro:

- il TC Upstream (US) nel semispazio con z negativo;
- il TC Downstream (DS) nel semispazio con z positivo;

Ciascun settore è ulteriormente suddiviso in due sottorivelatori: il rivelatore longitudinale e trasversale. Il primo è composto da 15 barre di scintillatore plastico a sezione quadrata ($l = 4 \text{ cm}$), lunghe 79.62 cm , allineate lungo l'asse z ; il secondo è formato da 256 fibre scintillanti di sezione quadrata ($l = 0.5 \text{ cm}$), disposte lungo

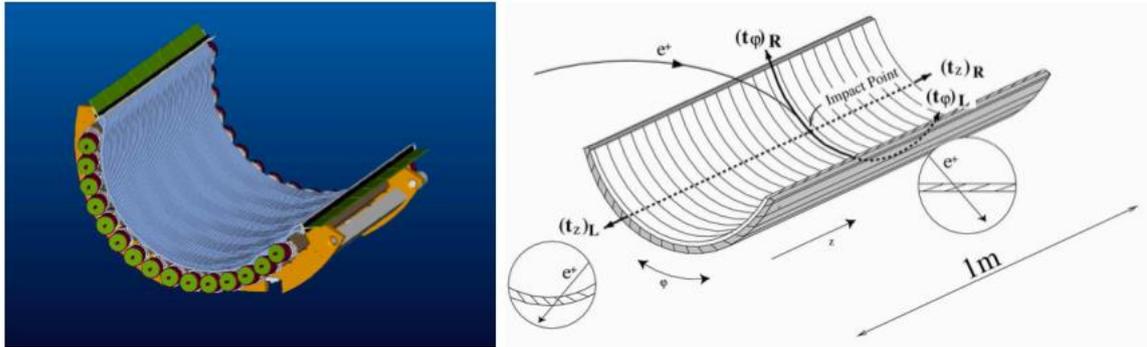


Figura 2.12: Schematizzazione del TC.

φ . Ogni barra è letta agli estremi da due fotomoltiplicatori (PMT ¹), ottimizzati per poter operare in condizioni di elevato campo magnetico fino a $\sim 1.5 T$. Le fibre sono lette da una matrice di fotodiodi a valanga (Avalanche Photodiodes, APD) scelti per la loro ridotta sensibilità al campo magnetico. Le dimensioni degli scintillatori sono state scelte in modo che il positrone rilasci un picco di circa $6 MeV$ di energia ottenendo un rapporto segnale/rumore tale da raggiungere le risoluzioni richieste nella misura del tempo. Per proteggere i PMT dall'atmosfera di He presente all'interno dello spettrometro, il TC è ricoperto da un involucro di materiale plastico contenente azoto.

2.4 Rivelatore fotoni: il calorimetro a Xenon liquido

Per la rivelazione del fotone l'esperimento MEG ha adottato una tecnica calorimetrica innovativa, basata sulla scintillazione dello Xenon liquido (LXe), elemento in grado di combinare un'efficiente resa in luce (confrontabile con quella dei cristalli inorganici) con un'elevata velocità di risposta; ciò consente di misurare con la precisione richiesta il quadrimpulso del fotone ed il suo tempo di emissione. Non è prevista la raccolta della carica di ionizzazione, per una più rapida rivelazione dei fotoni e per motivi di complessità costruttiva dell'elettronica.

2.4.1 Scintillazione in Xe

Tra i gas nobili lo Xe presenta una temperatura di ebollizione pari a $165 K$ alla pressione di $1 atm$ e un alto numero atomico ($Z=54$) che, abbinato ad una maggiore densità in fase liquida ($\rho = 2.95g/cm^3$) ne fa un eccellente radiatore. Per questi motivi un calorimetro a Xe liquido può essere progettato con dimensioni notevolmente

¹Photo Multiplier Tube: fotomoltiplicatore.

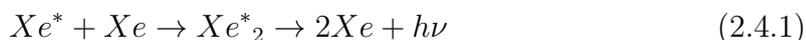
compatte.

Lo Xenon liquido ha proprietà importanti come mezzo di scintillazione:

- grande resa in luce di scintillazione, circa 40000 fotoni/ MeV ;
- elevata trasparenza alla propria luce di scintillazione;
- elevata omogeneità, che lo rendono preferibile ai cristalli nella realizzazione di un calorimetro con la geometria a forma di C , necessaria per accettare fotoni incidenti perpendicolarmente alla superficie.

Lo spettro di emissione della luce di scintillazione ha una forma approssimativamente gaussiana, con il massimo a 178 nm nel profondo ultravioletto (VUV) e $\sigma = 6\text{ nm}$.

Il meccanismo di scintillazione coinvolge sia atomi eccitati (Xe^*) che ioni (Xe^+):



È stato progettato un sistema di purificazione dello Xenon che, attraverso il ricircolo in fase liquida o gassosa, consente di ridurre le eventuali impurità (prevalentemente O_2, H_2O). La lunghezza di assorbimento del calorimetro viene monitorata costantemente durante la presa dati utilizzando sorgenti α e fotoni da reazioni nucleari.

2.4.2 Geometria e prestazioni del rivelatore

Uno schema del calorimetro a LXe è riportato in figura 2.13. La geometria a forma di C consente di seguire la simmetria cilindrica dell'apparato sperimentale, permettendo ai fotoni prodotti nel bersaglio di incidere quasi perpendicolarmente sulla faccia interna. La struttura è realizzata in acciaio e alluminio ad eccezione della faccia interna, realizzata in materiale plastico per ridurre la probabilità di conversione del fotone durante il suo attraversamento. Il raggio interno misura 67.5 cm mentre quello esterno 112 cm e il suo volume è tale da contenere 800 l di LXe.

Su ciascuna faccia del calorimetro sono alloggiati dei supporti in plastica per sostenere i fotomoltiplicatori (Hamamatsu mod. R9869) (846 in totale), sensibili alla luce ultravioletta e sviluppati appositamente per operare in presenza di campo magnetico e a temperature criogeniche. La densità di fototubi alloggiati sul calorimetro è massima sulla faccia interna, in quanto i fotoni in media rilasciano gran parte della loro energia dopo aver attraversato solo pochi cm di LXe. La liquefazione ed il raffreddamento dello Xenon sono ottenuti tramite un criogeneratore ad azoto liquido. Dall'angolo solido fiduciale viene esclusa la zona delimitata da $|\cos\theta| < 0.08$, poiché per tale angolo di emissione il positrone non arriva sul Timing Counter.

2.5 L'acquisizione dati

L'elevata intensità del fascio ed il conseguente affollamento dei rivelatori richiedono lo sviluppo di un sistema di trigger in grado di elaborare i segnali dei rivelatori con la massima rapidità. Questo pone un limite all'utilizzo delle informazioni fornite dal

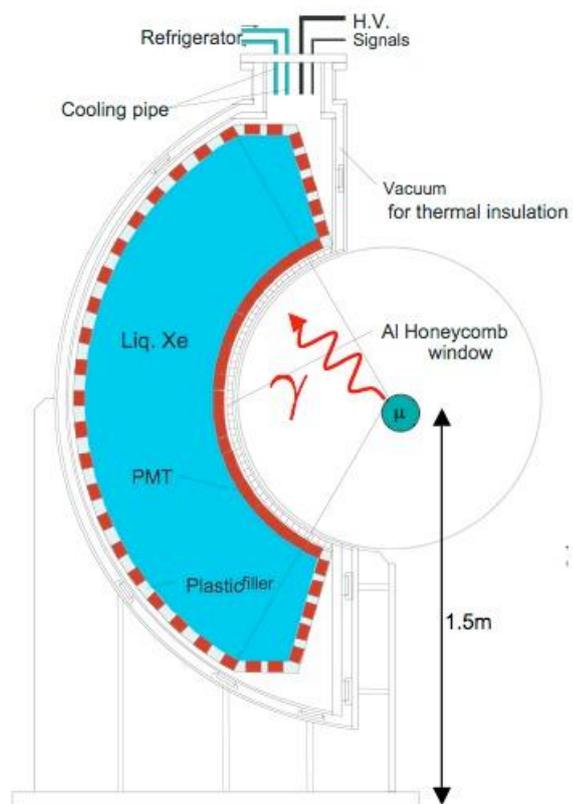


Figura 2.13: Rappresentazione schematica del calorimetro LXe.

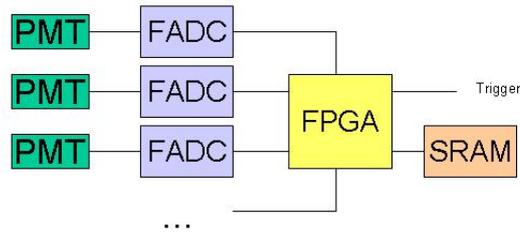


Figura 2.14: Schema di funzionamento dell'elettronica del trigger.

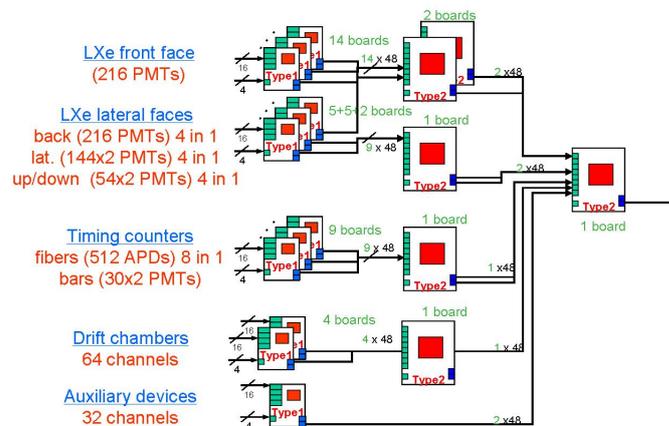


Figura 2.15: Schema di funzionamento del trigger.

tracciatore, dal momento che la deriva degli elettroni e la successiva formazione dei segnali anodici richiedono un tempo superiore alla latenza massima accettabile (circa 300 - 350 ns). Per questo motivo si utilizzano solo i segnali provenienti dai fototubi del Calorimetro e del Timing Counter per la selezione degli eventi, mentre le informazioni delle camere a deriva non vengono utilizzate a questo livello.

2.5.1 Il sistema di trigger

Il sistema si basa sull'impiego di schede elettroniche in standard VME su cui sono installati FADC (Flash Analog to Digital Converters) per il campionamento del segnale e FPGA (Field Programmable Gate Arrays) per l'analisi delle informazioni digitalizzate, che vengono registrate su memoria SRAM (Static Random Access Memory, un tipo di RAM molto veloce e con bassa dissipazione, che consente di mantenere le informazioni per un tempo molto lungo). Lo schema della catena elettronica è illustrato in figura 2.14.

Il sistema ha una struttura ad albero organizzata su tre livelli con due tipi differenti di schede (figura 2.15):

1. il primo livello è costituito da schede denominate “*Tipo-1*”; queste ricevono e digitalizzano i segnali analogici dei fototubi, eseguono in tempo reale alcuni algoritmi preliminari di ricostruzione, sottraggono il piedistallo (calcolato come media di campionamenti precedenti alla forma d’onda) ed applicano un filtro passa-basso per la riduzione del fenomeno di “aliasing” indotto alle alte frequenze. In seguito l’informazione viene passata ai livelli successivi, composti da schede differenti;
2. il secondo livello è costituito da schede di “*Tipo-2*”, nelle quali vengono completate le procedure di ricostruzione e viene generato il segnale di trigger.

Il sistema di trigger funziona in maniera sincrona tramite un segnale di clock a 100 MHz , distribuito a tutte le schede *Tipo-1* e *Tipo-2* da schede denominate “Ancillary”. Un quarto tipo di scheda, chiamata *Tipo-3* e non utilizzato per la generazione del segnale di trigger, è stato disegnato per fornire all’esperimento un sistema ausiliario di digitalizzazione dei fototubi del calorimetro delle facce laterali (con “laterale” si intende qualsiasi faccia eccetto quella di ingresso dei fotoni).

Il sistema di trigger dell’esperimento MEG è molto versatile e può essere programmato per ottenere fino a 32 differenti combinazioni dei segnali. Infatti oltre al trigger $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ sono stati implementati numerosi trigger per le operazioni di calibrazione e monitoraggio dell’apparato e per la misura dei fondi dell’esperimento (decadimento radiativo, positroni di Michel [12], fotoni singoli etc.).

Le variabili di interesse per la generazione del segnale di trigger $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ sono l’energia del fotone, la direzione di ingresso del fotone nel calorimetro, il punto di impatto del positrone sul TC e la correlazione spazio-temporale $e^+ - \gamma$.

L’energia dei fotoni viene determinata sommando la luce raccolta da tutti i PMT del calorimetro, mentre una ricostruzione approssimata della direzione di volo è ottenuta dalla posizione del PMT che raccoglie più luce sulla faccia d’ingresso: tramite simulazione Montecarlo è stato valutato che tale ricostruzione approssimata è contenuta entro i $\pm 3.5^\circ$ dalla reale direzione di volo, con un’efficienza maggiore del 99%. Il fronte di salita dello stesso fototubo fornisce infine una stima del tempo di prima interazione del fotone. Il tempo di arrivo del positrone è fornito dal Timing Counter, mentre la direzione di emissione viene approssimativamente determinata dal punto di impatto sul Timing Counter: grazie all’emissione a 180° delle due particelle ed al campo magnetico vi è infatti una corrispondenza tra la direzione del fotone ed una regione specifica del Timing Counter che viene determinata tramite una simulazione Montecarlo ed inserita nel database in una “lookup table”. Utilizzando la correlazione angolare è possibile ottenere un’ulteriore fattore ~ 10 nella selezione degli eventi di fondo.

In figura 2.16 sono mostrate la logica del trigger $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ ed il tempo di latenza del sistema di trigger durante le varie fasi di elaborazione del segnale logico; il tempo di latenza totale è $\approx 350\text{ ns}$.

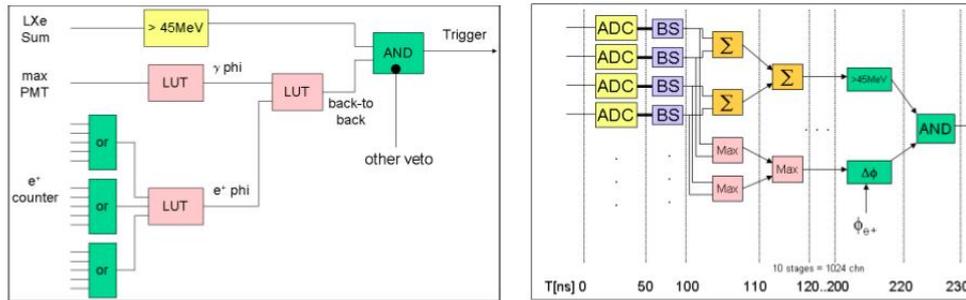


Figura 2.16: Schema del sistema di acquisizione dati.

2.5.2 Il DAQ di MEG

Il sistema di acquisizione dati (Data Acquisition System, DAQ) dell'esperimento MEG deve essere in grado di soddisfare determinati requisiti:

- misurazione accurata della carica dei segnali;
- risoluzione temporale $\sigma_t = 40 \text{ ps}$;
- grande numero di canali (~ 3000);
- reiezione del pile-up da un fondo di decadimenti di $\sim 10^8 \mu/s$ in un calorimetro non segmentato.

Per far fronte a queste esigenze è stato sviluppato un chip chiamato Domino Ring Sampling (DRS) che consente un'elevata frequenza di campionamento e sufficiente range dinamico (12 bit) ad un costo contenuto. Uno schema del sistema di acquisizione dati è mostrato in figura 2.17.

Il DRS è un sistema di digitalizzazione sviluppato nei laboratori del PSI, costituito da un circuito analogico di 1024 condensatori che vengono sequenzialmente caricati e scaricati per campionare i segnali in entrata. All'occorrenza di un segnale di trigger le cariche contenute in ciascun condensatore vengono lette e digitizzate. I segnali provenienti dai PMT vengono digitalizzati a 2 GHz.

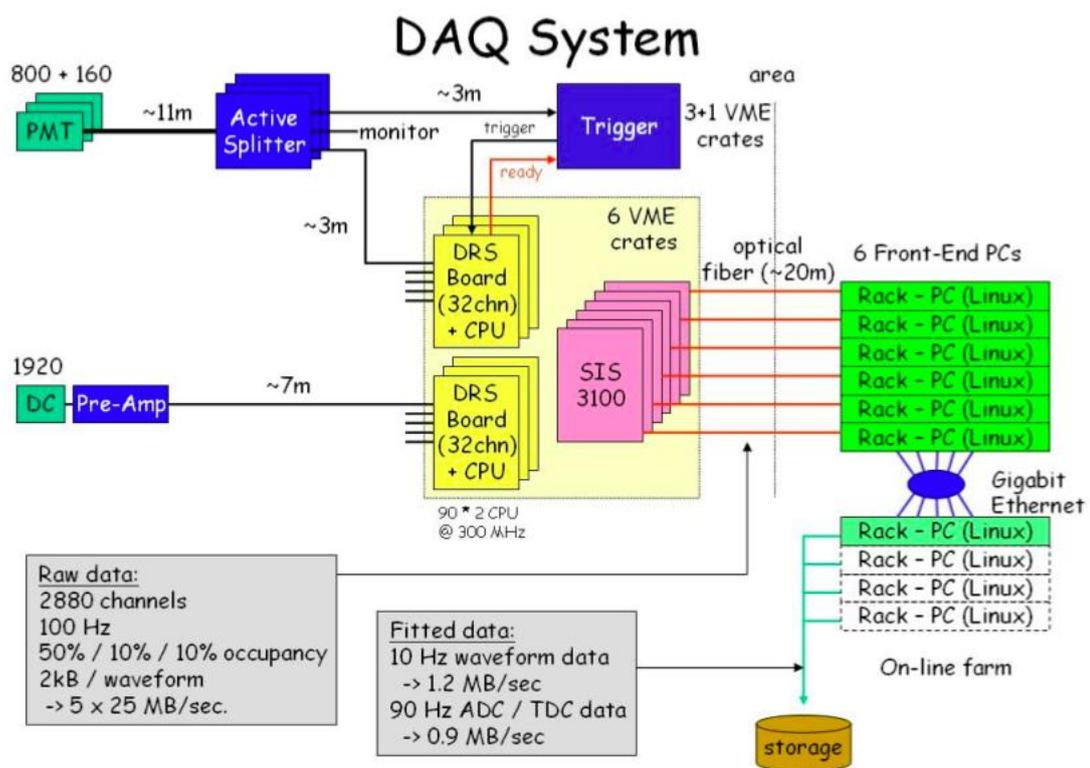


Figura 2.17: A sinistra la logica del trigger $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma e$, a destra, i suoi tempi di latenza nelle varie fasi

3

IL METODO DI CALIBRAZIONE

Nella sua prima configurazione MEG ha acquisito dati per 5 anni, dal 2008 al 2013; una loro analisi completa è stata eseguita, per adesso, limitatamente ai dati raccolti dal 2009 al 2011 [1], tuttavia, a causa di vari motivi, è stato necessario apportare dei miglioramenti all'apparato sperimentale, dei quali se ne farà cenno nelle conclusioni.

3.1 Il fascio di positroni

Le caratteristiche del nuovo metodo di calibrazione, rispetto a quello usato nel primo triennio di presa dati hanno migliorato la qualità della risposta dello spettrometro. Il suo potenziale deriva dall'abbondante presenza di positroni nella linea del fascio dell'esperimento MEG, la cui intensità, circa 20 volte superiore a quella dei muoni, permette di ottenere traiettorie di positroni monocromatici.

La corretta ricostruzione delle tracce nello spettrometro dipende principalmente da due fattori:

- la conoscenza del campo magnetico presente in COBRA;
- la posizione e la calibrazione in tempo e in carica delle camere a deriva.

Attraverso i positroni provenienti dai decadimenti di Michel [12], prodotto del decadimento standard dei muoni, è possibile determinare la scala in energia del positrone e di conseguenza la risoluzione in energia e in posizione. Una sintesi dei parametri finali del fascio è riportata nella tabella 3.1 [1]. Il decadimento analizzato è a tre corpi, si deve dunque tener conto del notevole vantaggio fornito dai *positroni monoenergetici*, il cui valore energetico varia da un minimo di $45 \text{ MeV}/c$ ad un massimo di $60 \text{ MeV}/c$. L'utilizzo di un fascio monocromatico caratterizzato dai positroni Mott, consente la misura diretta della risoluzione in energia. Nota la sezione d'urto di diffusione elastica Mott, è possibile misurare l'efficienza di rivelazione e dell'uniformità.

L'angolo di emissione del positrone risente del *multiple scattering* e la misura della risoluzione angolare deriva dal metodo delle tracce.

Parameter	Value
Solid Angle	150 msr
Beam Line length	22 m
Muon Central Momentum	28 MeV/c
Pion Central Momentum	-70.5 MeV/c
Positron Central Momentum	53 MeV/c
Muon Central Momentum	28 MeV/c
Muon Momentum-bite	5.0 % (full-width)
Beam-spot size	9-10 mm
beam e^+/μ^+ ratio	8
e^+/μ^+ separation	$8.1\sigma_\mu$, 12 cm
Optimal μ^+ stopping intensity	$3 \cdot 10^7 \mu^+/s$

Tabella 3.1: Caratteristiche della linea del fascio dell'esperimento MEG

3.2 Il bersaglio Mott e scelta del materiale

Il bersaglio dell'esperimento MEG è rappresentato da una piastrina molto sottile ($\sim 205\mu m$) di polietilene (CH_2) dallo spessore di $175\mu m$, inclinato di 22° rispetto all'asse z in modo da permettere ai positroni in uscita, perpendicolari a z , di incontrare la minor quantità di materiale possibile prima di raggiungere le camere, minimizzando così le perdite di energia e la diffusione coulombiana nel bersaglio.

Tale bersaglio è sagomato in forma ellittica affinché la proiezione sul piano perpendicolare all'asse z sia circolare; su di esso sono stati praticati alcuni fori, allo scopo di permettere un controllo sulla qualità della ricostruzione delle tracce dei positroni (Figura 3.1). Il bersaglio è sostenuto da un supporto mobile (di fibra di carbonio) a controllo pneumatico, che consente di spostarlo dalla posizione di misura, al centro di COBRA, ad una di riposo, per permettere l'inserimento di altri bersagli utilizzati nelle calibrazioni. Nella regione centrale di COBRA, all'esterno delle camere, è presente un'atmosfera di elio per bilanciare la pressione delle camere stesse e contemporaneamente limitare il più possibile le interazioni del positrone fuori dal tracciatore. Il bersaglio utilizzato in questa calibrazione è visibile in Figura 3.2 nella sua posizione a riposo. Anch'esso è in polietilene ma con uno spessore di 2 mm ; nella posizione di misura al centro di COBRA (quando il bersaglio principale è rimosso), forma un angolo di circa 51° con la linea del fascio. In posizione di riposo un freno pneumatico (Figura 3.3) impedisce qualsiasi movimento accidentale del braccio, precludendo un eventuale urto tra i due bersagli.

3.3 Misura della risoluzione energetica dello spettrometro

Caratteristica fondamentale del fascio di positroni è che la variazione dell'impulso deve essere inferiore alla risoluzione intrinseca propria dell'apparato sperimentale.

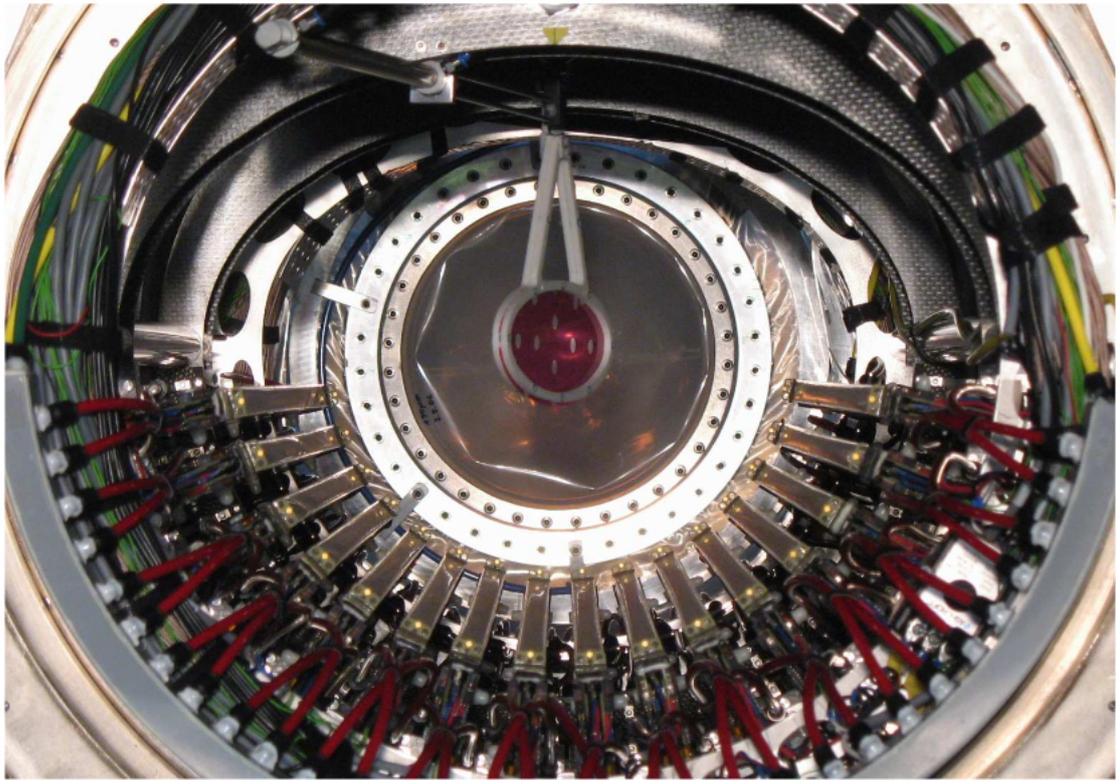


Figura 3.1: Fotografia del centro del magnete COBRA, con il bersaglio (al centro) e le camere a deriva (in basso).

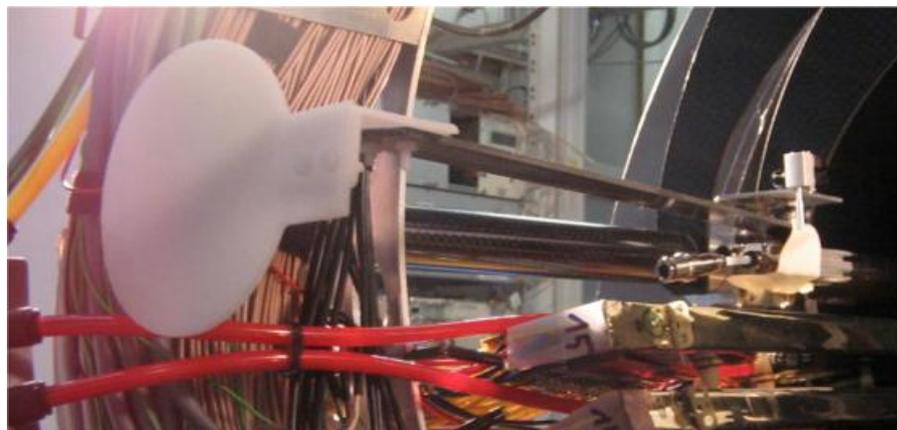


Figura 3.2: Foto del bersaglio mobile nella sua posizione di riposo.

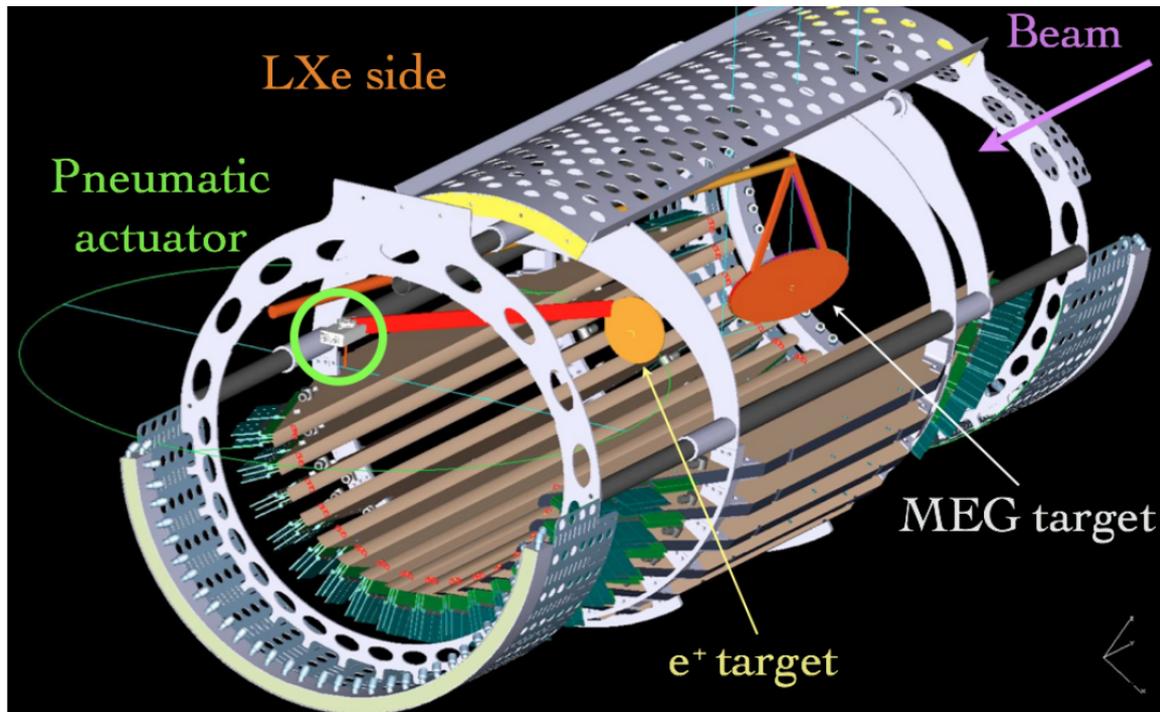


Figura 3.3: Posizione del bersaglio mobile per i positroni all'interno della camera.

Il bersaglio di polietilene da 2 mm consente la produzione di un sufficiente numero di eventi di scattering Mott per saturare l'acquisizione dati MEG ed avere un buon rapporto segnale/rumore. Tuttavia è necessario valutare di quanto la monocromaticità iniziale del fascio venga degradata a seguito delle perdite energetiche per ionizzazione e radiazione dei positroni (Figura 3.4); attraverso il bersaglio è plausibile determinare la forma e la larghezza della linea dell'impulso di scattering. Questi effetti sono stati valutati e confrontati con altri studi, i quali hanno simulato lo straggling energetico e gli effetti radiativi in modo più raffinato. Tenendo conto di tutti i contributi all'interno di un bersaglio di CH_2 , si ricava uno spettro le cui caratteristiche ci permettono di definire la risoluzione in energia dello spettrometro.

Uno spettro Mott con l'inclusione delle correzioni sopra menzionate viene mostrata nella Figura 3.5.

3.4 Misura della risoluzione angolare dello spettrometro

La misura della risoluzione angolare viene stimata avvalendosi dello stesso metodo applicato sui positroni di Michel [12], studiando cioè eventi che eseguono una doppia traiettoria nello spettrometro all'interno del quale i positroni vengono emessi a 50 MeV/c. La produzione contemporanea di traiettorie singole e doppie all'interno delle

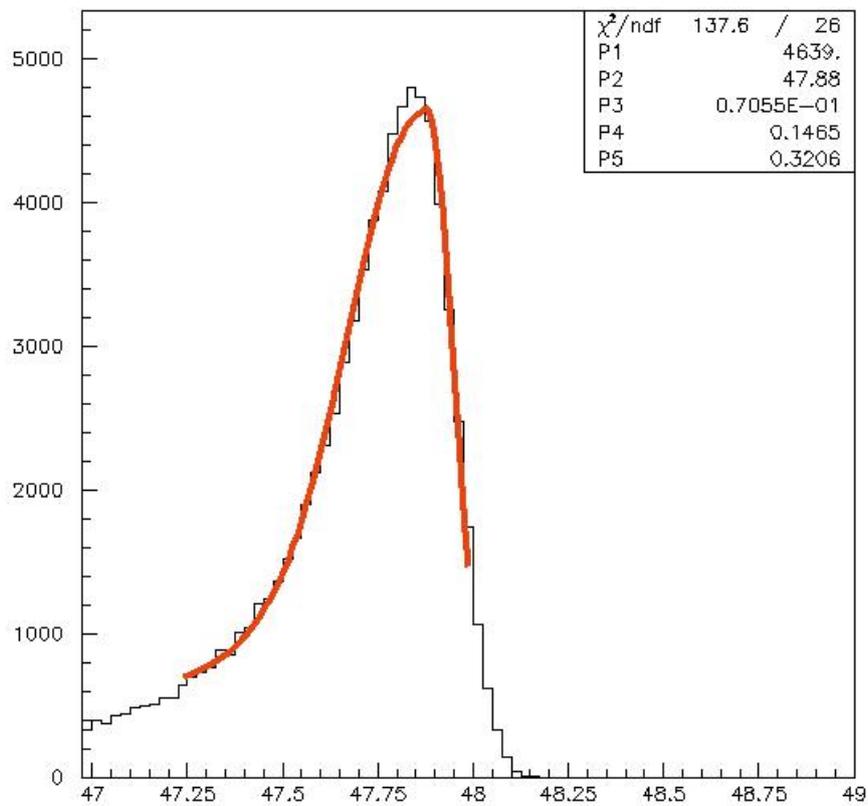


Figura 3.4: Perdita di impulso ed allargamento della riga dovuto ad effetti di radiazione e ionizzazione nell'attraversamento di 10 mm di polietilene da parte del positrone.

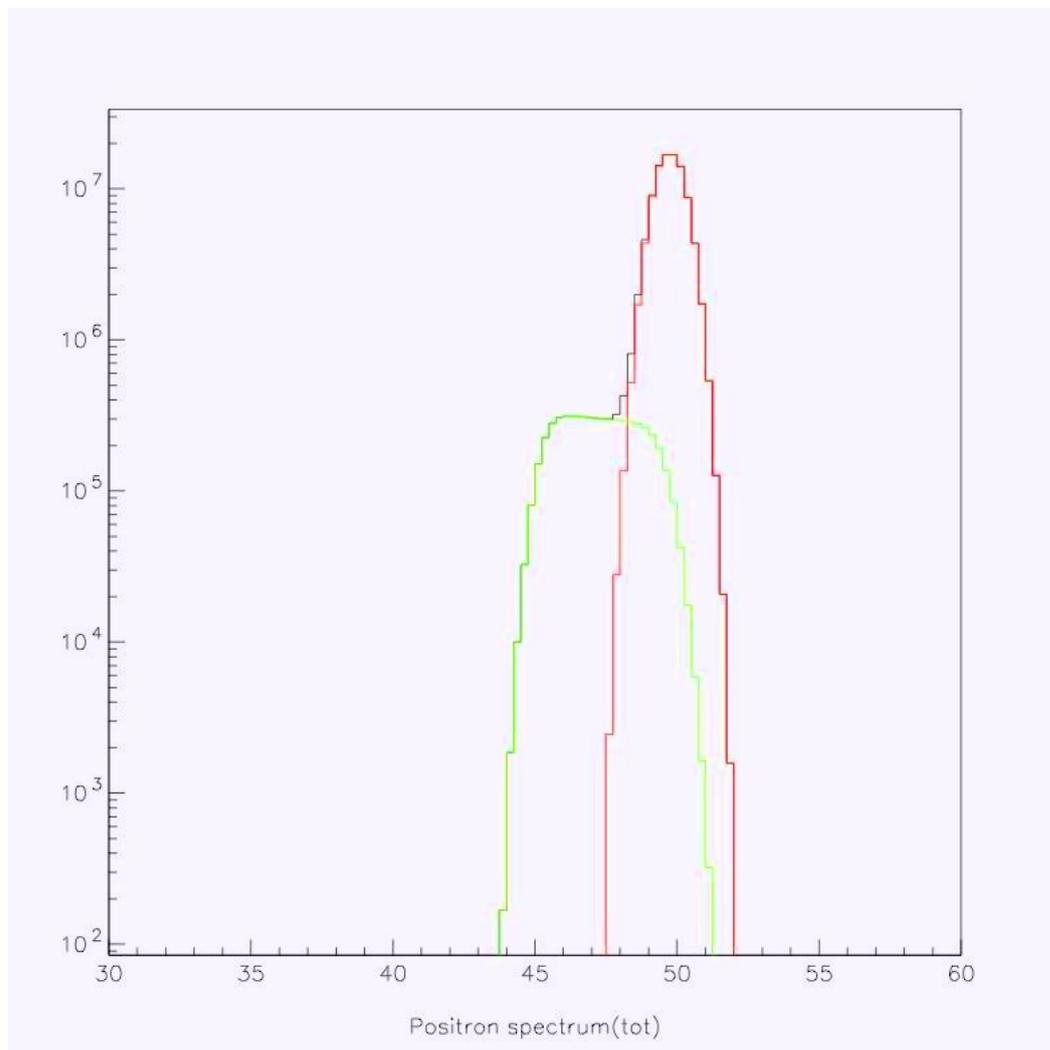


Figura 3.5: Spettro simulato della diffusione Mott in CH_2 in scala logaritmica. Lo spettro dei positroni diffusi sull'idrogeno (in verde) introduce una distorsione nello spettro molto più intenso del carbonio (in rosso).

camere da parte del fascio monocromatico di positroni, può essere impiegata in modo analogo anche per la dispersione Mott, ai fini di stabilire la risoluzione angolare ed ottenere in questo modo uno spettro in impulso molto più stretto ($\delta P \approx 50 \text{ keV}/c$). La diffusione multipla, all'interno del bersaglio, non influenza la misura della risoluzione angolare nel caso in cui è usato il metodo delle doppie tracce (Figura 3.6), in quanto le traiettorie sono esterne al bersaglio.

3.5 Misure dell'efficienza e uniformità delle tracce

Nota la sezione d'urto Mott, se le traiettorie dei positroni venissero adoperate allo scopo di verificare l'efficienza di tracciamento delle camere, nel momento in cui avviene una deviazione della forma attesa per la diffusione dei positroni, il trigger ne segnalerebbe il problema nella ricostruzione.

Non potendo ovviare al problema con una misura assoluta della sezione d'urto Mott si può procedere in due modi. Una misura dell'intensità del fascio di positroni all'interno del range energetico ed intensità di MEG può essere effettuata mediante una coppa di Faraday che, se posizionata immediatamente dopo lo spettrometro, è in grado di catturare lo sciame elettromagnetico rilasciato dopo un arresto completo del fascio. In caso contrario, si potrebbe impiegare una camera di ionizzazione di piccole dimensioni che deve essere calibrata periodicamente rispetto alla coppa.

3.6 Polarizzazione Muoni nel fascio MEG

I muoni del fascio di MEG sono totalmente polarizzati e vengono depolarizzati nel bersaglio con una misura pari al 100%. Tale misura non è mai stata eseguita, trattandosi di un calcolo molto difficile. Tuttavia, la diffusione elastica Mott potrebbe rappresentare un metodo utile per rilevare il grado di depolarizzazione.

I positroni prodotti dalla conversione di γ provenienti dal decadimento di π^0 non sono polarizzati. Il grado di polarizzazione per eventi diffusi Mott deriva dalla seguente formula:

$$P = 1 - \frac{2\sin\frac{\theta}{2}}{\gamma^2\cos\frac{\theta}{2} + \sin\frac{\theta}{2}} \quad (3.6.1)$$

Il fascio di positroni utilizzato per questa calibrazione è di tipo relativistico pertanto, $P = 1$, inoltre la diffusione non dipende dalla polarizzazione. Nota la sezione d'urto Mott è possibile calcolare la distribuzione angolare dei positroni diffusi: il confronto tra i positroni di Michel [12] e quelli Mott può fornire indizi sulla polarizzazione del fascio dell'esperimento MEG.

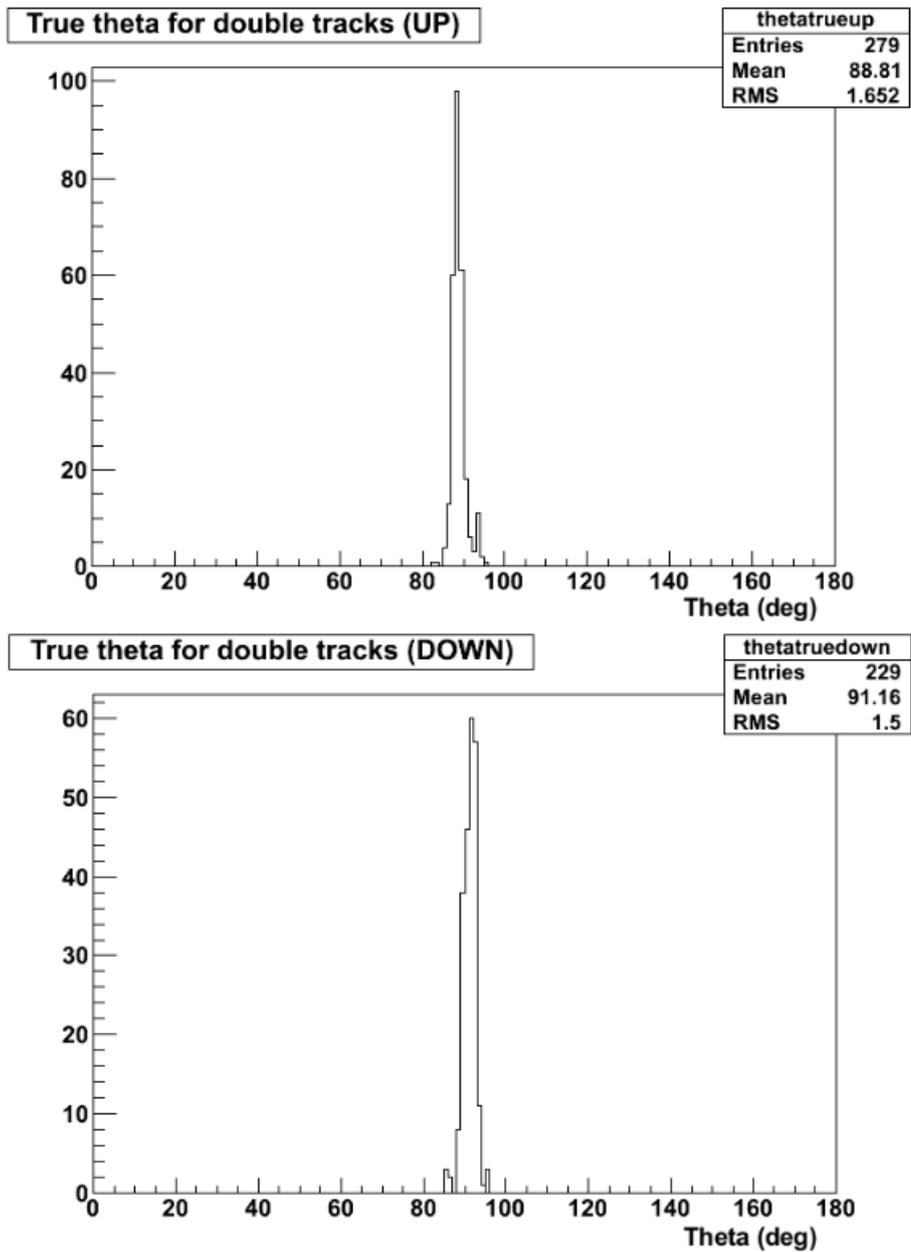


Figura 3.6: Spazio delle fasi simulato per tracce a doppio giro.

4

TEST BEAM 2013, ANALISI DATI

L'ultimo anno di presa dati dell'esperimento MEG si è svolta nell'Agosto del 2013; con la statistica raccolta, la sensibilità sperimentale è ormai limitata dal fondo, per cui proseguendo la presa dati con l'attuale apparato si otterrebbe un incremento assai poco significativo.

La sensibilità attesa, al termine dell'analisi di tutti i dati raccolti, è di $\approx 5 \cdot 10^{-13}$ ed il progetto di miglioramento ha lo scopo di aumentare la sensibilità di MEG di un altro ordine di grandezza. Questo consentirebbe di esplorare le teorie "oltre il Modello Standard" ad un livello di sensibilità mai raggiunto finora. Il miglioramento, come si vedrà alla fine di questa sezione, interessa quasi tutti gli aspetti di MEG, ma l'innovazione decisamente più consistente riguarda il sistema di tracciamento dei positroni.

4.1 La ricostruzione del positrone.

4.1.1 Sensibilità sul singolo evento

Nel caso di esperimenti in cui il decadimento atteso non venga osservato, è possibile definire la *sensibilità sul singolo evento* (SES) e porre un limite superiore sul B.R. con un certo livello di confidenza (tipicamente il 90%). La sensibilità sul singolo evento è definita come il B.R. in corrispondenza del quale il numero di decadimenti attesi durante un esperimento è uguale ad uno e si ottiene considerando la frequenza di arresto delle particelle sul bersaglio R_μ , l'accettanza angolare ($\Omega/4\pi$), il tempo vivo di misura T e le efficienze dell'esperimento.

In MEG la SES è espressa dalla formula[15]:

$$SES_{MEG} = \frac{1}{R_\mu \cdot T \cdot (\Omega/4\pi)} \frac{1}{\epsilon_e \cdot \epsilon_\gamma \cdot \epsilon_{sel}} \quad (4.1.1)$$

dove ϵ_{sel} è l'efficienza nella selezione degli eventi e ϵ_e ed ϵ_γ sono rispettivamente le efficienze di rivelazione del positrone e del fotone. In figura 4.1 è riportato l'andamento della SES in funzione della frequenza di arresto dei muoni e del tempo di presa dati. In base alla relazione (4.1.1), utilizzando una frequenza di arresto per i muoni

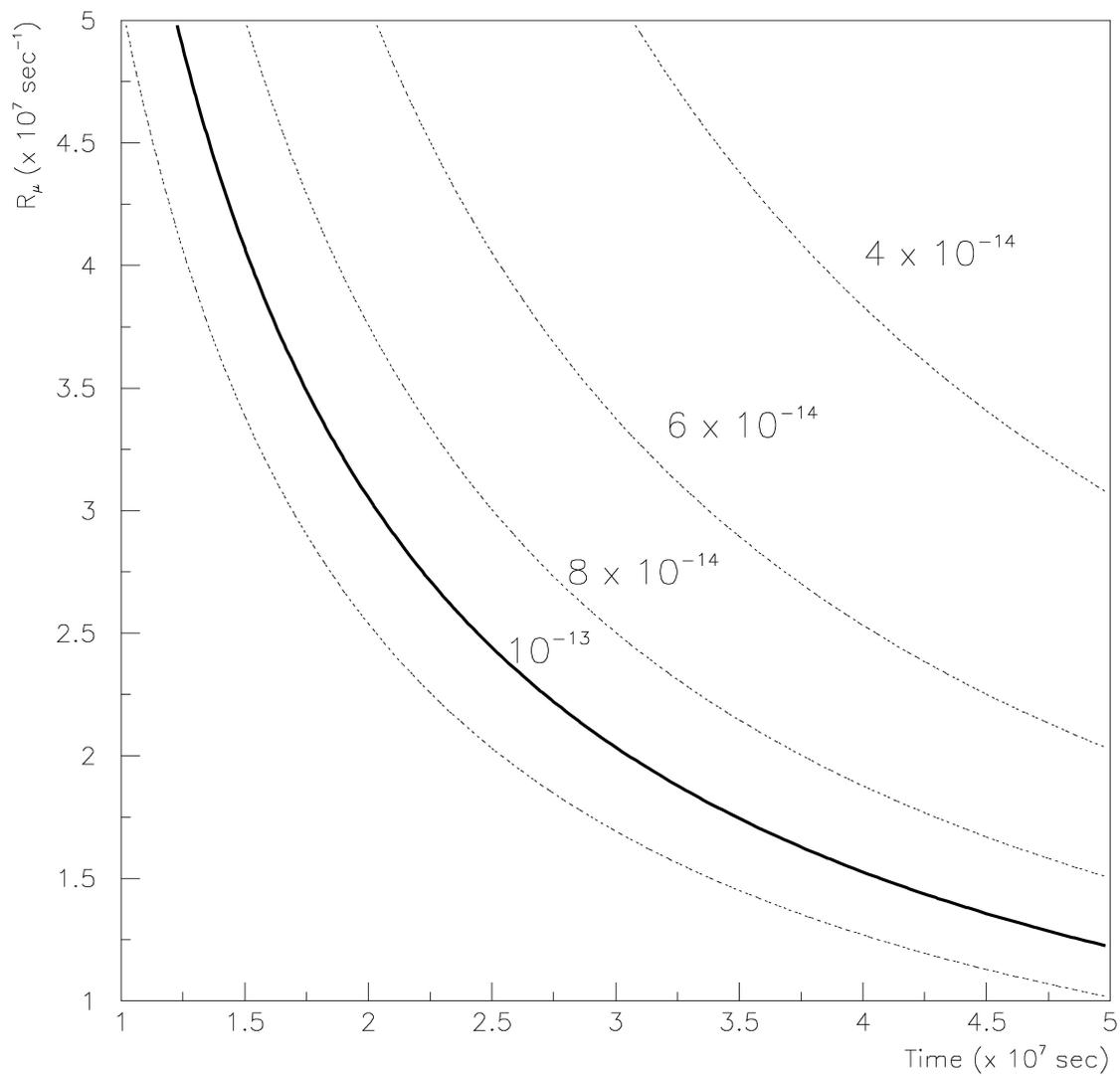


Figura 4.1: Andamento della sensibilità sul singolo evento in funzione della frequenza di arresto dei muoni e del tempo di durata dell'esperimento.

Esperimento	Anno	R_μ (s^{-1})	ΔE_e	ΔE_γ	$\Delta t_{e\gamma}$	$\Delta\theta_{e\gamma}$	Duty Cycle	Limite (90%C.L.)
TRIUMF	1977	2×10^5	10%	8.7%	6.7ns	-	100%	$< 3.6 \times 10^{-9}$
SIN	1980	5×10^5	8.7%	9.3%	1.4ns	-	100%	$< 1.0 \times 10^{-9}$
LANL	1982	2.4×10^6	8.8%	8.0%	1.9ns	37mrad	6.4%	$< 1.7 \times 10^{-10}$
Crystal Box	1988	3×10^5	8.0%	8.0%	1.8ns	87mrad	(6..9)%	$< 4.9 \times 10^{-11}$
MEGA	1999	1.5×10^7	1.2%	4.5%	1.6ns	15mrad	(6..7)%	$< 1.2 \times 10^{-11}$
MEG	2010	3×10^7	$0.7 \div 0.9\%$	4%	0.15ns	18mrad	100%	$< 1 \times 10^{-13}$

Figura 4.2: Evoluzione del limite per il B.R. del processo $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$

$R_\mu \approx 3 \cdot 10^7/s$, una durata dell'esperimento $T = 4 \cdot 10^7s$, un'accettanza angolare $(\Omega/4\pi) = 9\%$, $\epsilon_{sel} = 0.7$, $\epsilon_e = 0.65$ ed $\epsilon_\gamma = 0.4$, la SES dell'esperimento MEG risulta pari a $\approx 5 \cdot 10^{-14}$.

Utilizzando le risoluzioni indicate nella tabella presente in Figura 4.2, il B.R. del fondo fisico risulta $\approx 4 \cdot 10^{-15}$. Il numero di eventi accidentali, all'interno della finestra di selezione degli eventi è invece espresso dalla formula [16]:

$$N_{acc} = B_\mu(f_e^0 \frac{\Omega}{4\pi} \epsilon_e) B_\mu(f_\gamma^0 \frac{\Omega}{4\pi} \epsilon_\gamma) (\frac{\delta\omega_{e\gamma}}{\Omega}) (2\delta t_{e\gamma}) T \quad (4.1.2)$$

dove B_μ rappresenta l'intensità istantanea del fascio di muoni, f_e^0 e f_γ^0 le frazioni dello spettro di positrone e fotone con energia all'interno della finestra di segnale (che dipendono dalle risoluzioni energetiche δx , δy), $\delta t_{e\gamma}$ la risoluzione temporale, $\delta\omega_{e\gamma}$ la risoluzione nella misura dell'angolo relativo positrone-fotone, T il tempo di misura ed ϵ_e , ϵ_γ le efficienze discusse precedentemente. Considerando le risoluzioni espresse in tabella 4.2 ed i risultati della simulazione del fondo γ accidentale mostrato in Figura 4.1, il numero atteso di eventi accidentali risulta ≈ 1.2 in $4 \cdot 10^7 s$ di tempo vivo. Il rapporto di decadimento equivalente per gli eventi di fondo accidentale è quindi $6.1 \cdot 10^{-14}$.

Si noti che il fondo accidentale dipende quadraticamente dall'intensità del fascio B_μ , per cui non è conveniente utilizzare fasci troppo intensi, e quadraticamente dalla risoluzione in energia del fotone ed in angolo relativo positrone-fotone. È questo il motivo principale per cui l'esperimento MEG necessita di elevate prestazioni.

4.1.2 La ricostruzione della traiettoria e del tempo del positrone

Il decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ a riposo è caratterizzato dalla presenza, nello stato finale, di un positrone e un fotone emessi simultaneamente back-to-back, entrambi con un valore di energia pari a 52.8 MeV. Pertanto le variabili cinematiche sono: energia del positrone (E_e), energia del fotone (E_γ), angolo relativo positrone-fotone ($\theta_{e\gamma}$) e tempo relativo positrone-fotone ($t_{e\gamma} = t_e - t_\gamma$).

Il tempo di interesse per il positrone è il tempo di emissione al bersaglio. Quest'ultimo pertanto è ottenuto sottraendo al tempo di arrivo sul TC, il tempo di volo del positrone, stimato una volta nota la lunghezza della sua traiettoria nello spettrometro.

Dal momento che le tracce e i tempi sono oggetti ricostruiti separatamente, per un'opportuna procedura di connessione ed una corretta associazione si sfrutta "l'algoritmo di matching" .

La ricostruzione dell'evento all'interno delle camere a deriva [17], da cui si ottiene la misura della traccia, si articola come di seguito:

- identificazione delle coordinate dell'*hit*;
- ricerca dei *cluster* della traccia;
- fit della traccia.

Per ogni cella elementare interessata dalla ionizzazione si hanno a disposizione sei segnali di tensione in funzione del tempo, o forme d'onda: due dalle estremità del filo e quattro dai fogli catodici che costituiscono i *pattern* segmentati alla *Vernier*. Si stabilisce l'esistenza di un *hit* se nella forma d'onda esiste un impulso superiore ad una soglia fissata a 3 volte il valore efficace della tensione di rumore. Successivamente, si associa all'*hit* una carica totale Q e un tempo t :

- Q si calcola integrando l'impulso in una finestra costante di 75 ns intorno al picco, comune sia alle forme d'onda dell'anodo che del catodo, e ottimizzata per massimizzare il rapporto segnale/rumore;
- t è il tempo corrispondente al primo bin sopra soglia.

Si ottiene una stima grossolana della coordinata z dell'*hit* dal metodo della divisione di carica che viene poi raffinata dai pattern di Vernier.

Un positrone che raggiunge una barra di scintillatore produce un segnale o *hit*.

La ricostruzione del tempo di arrivo del positrone [1] consiste nell'estrarre una misura temporale di segnali rilevati da ciascuno dei due PMT di cui è equipaggiata ciascuna barra. E' possibile che un positrone colpisca più di una barra. In entrambi i casi, la corretta stima del tempo di emissione del positrone al bersaglio necessita di un'appropriata associazione tra una traccia ricostruita e un evento sul TC e di opportune calibrazioni temporali.

Ogni modulo delle camere a deriva è formato da piani adiacenti di fili anodici, sfasati di metà cella. All'interno di uno stesso modulo, è possibile raggruppare gli *hits* compatibili con un'unica traccia, e formare i *cluster*.

La procedura di ricerca delle tracce fornisce le coordinate degli hit di ogni traccia candidata che può quindi essere analizzata con grande precisione dall'algoritmo di fit basato su un *Kalman Filter*. Questa tecnica di fit viene usata in fisica delle alte energie per diverse ragioni, come la possibilità di includere nell'algoritmo, in modo ottimale, la perdita di energia e la diffusione coulombiana, la manipolazione di traiettorie in geometrie complesse e in campi magnetici non uniformi, e la gestione ed il controllo della propagazione degli errori, tutte caratteristiche necessarie per MEG.

4.2 Il campione 2013.

In questa sezione analizzeremo un fascio monocromatico di positroni completo di fondo piatto. L'analisi presentata è stata eseguita durante lo svolgimento del test, per controllare la qualità dei dati acquisiti; i risultati sono del tutto preliminari e i plot sono stati ottenuti tramite macro, nella quale sono riportate tutti i tagli e le slitte utilizzate.

4.2.1 Mott Macro e grafici.

I dati analizzati sono stati presi il 31 Luglio e i primi due giorni di Agosto 2013. Nei seguenti giorni si è mantenuta la stessa configurazione di slitte ma il numero di eventi acquisiti corrisponde a distanze differenti.

La qualità dei dati associata al bersaglio Mott è risultata equivalente a quella per il bersaglio MEG, tuttavia il primo ha permesso di raccogliere più statistica del secondo, a parità di tempo d'acquisizione, senza degradarne la qualità; questa è una caratteristica che qualsiasi metodo di calibrazione deve avere per tenere i tempi morti al minimo.

La *Mott Macro* è stata strutturata secondo tre principali punti: le slitte, i tagli selezionati e gli istogrammi relativi allo spettro dei positroni monocromatici a 53 MeV. Nella prima parte compaiono la funzione *TCanvas*, una finestra grafica in grado di elaborare e stampare l'istogramma finale, e la *TChain*, che organizza i dati (ROOT-file) in catena, inseriti tramite *ciclo for*.

PRIMA PARTE

```
{ //{Dati per lo spettro dei positroni monocromatici}
a 53 MeV/c, SLITS70, SEP41=0, DCHHV=1840;

gROOT->Reset ();
gROOT->SetStyle (" Plain ");
gStyle->SetOptStat (1);
gStyle->SetOptFit (0111);

// Canvases*****
TCanvas* c1 = new TCanvas (" c1 ", " c1 ", 900, 800);
c1->Divide (2, 2);
c1->cd (1);

//MEG target: data *****
TChain *sig = new TChain (" rec ");
// Distiller
/*Data 2012
for (Int_t i=179381; i<179702; i++)
```

```

{sig->Add(Form (" /..../ mott%d.root ", i));}
for (Int_t i=179747; i<180770; i++)
{sig->Add(Form (" /..../ mott%d.root ", i));}

//Data 2013
for (Int_t i=222940; i<223000; i++)
{sig.Add(Form (" /..../ mott%d.root ", i));}
for (Int_t i=223000; i<223060; i++)
{sig.Add(Form (" /..../ mott%d.root ", i));}
for (Int_t i=223104; i<223156; i++)
{sig.Add(Form (" /..../ mott%d.root ", i));}
for (Int_t i=223228; i<223745; i++)
{sig.Add(Form (" /..../ mott%d.root ", i));}

```

Nella seconda parte sono riportati tutti i tagli basici selezionati:

SECONDA PAR-

TE

```

//SELECTIONS CUTS*****
//TRIGGER MASK
TCut Ttrg16 = "mask==16";
TCut Ttrg18 = "mask==18";
TCut Ttrg22 = "mask==22";
//RF SELECTION*****
TCut
TRF = "fmod(RFtime-TPositron+2e-9,19.75e-9)<-14.6e-9&
&fmod(RFtime-TPositron+2e-9,19.75e-9)>-16.6e-9";
TCut
TRFpeak1 = "fmod(RFtime-TPositron+2e-9,19.75e-9)<-3e-9&
&fmod(RFtime-TPositron+2e-9,19.75e-9)>-15.e-9";
TCut
TRFpeak2 = "fmod(RFtime-TPositron+2e-9,19.75e-9)<-17e-9&
&fmod(RFtime-TPositron+2e-9,19.75e-9)>-19e-9";
TCut
TRFflat = "(fmod(RFtime-TPositron+2e-9,19.75e-9)>-2e-9&
&fmod(RFtime-TPositron+2e-9,19.75e-9)<0.0e-9)";
//Chi2*****
TCut TChi = "Chi2<20";
//ELIMINATE FAKE POSITRON*****
TCut
TPos = "TPositron<1000";
//Extrapolation to the TC
TCut

```

```

TTC = "TrackLengthTCPositron < 1000";
//DC time window
TCut
TDC = "TPositronCandidate < 50 &
&TPositronCandidate > -50";
//Positron Energy
TCut
TEne = "EPositron*1000 < 60 && EPositron > 0";
// Track ghost and TICIter
// TICIter == 0 uso le camere
// TICIter > 0 uso il TC
TCut
TIteTC = "TICIter > 0";
TCut
TIteDC = "TICIter == 0";
TCut
TGho = "reco.GhostRank == 0";
//Track multiplicity > 0
TCut
Tmul = "reco.NPositron > 0";
//Number of Hits per track
TCut
Thit = "NHitsperTrk >= 7";
// Kalman Filter
TCut
Pcode = "reco.KalmanFilter == 1";

```

I tagli che assumono un ruolo fondamentale sono i seguenti:

1. *Trigger mask-Ttrg* indica il numero del trigger usato, in questo caso 16-18-22;
2. *TRF-selection* sceglie tra gli eventi il picco di interesse;
3. *TChi2* permette la ricostruzione della traccia delle camere con riproduzione di fit con $\chi^2 < 20$;
4. *TPos* elimina i positroni falsi;
5. *TTC* estrapola dal TC e rileva la lunghezza della traccia;
6. *TDC* indica l'intervallo di tempo in cui si trova un positrone nelle camere, solitamente minore di 50 s;
7. *TEne* rappresenta l'energia del positrone compresa nell'intervallo 0-60 MeV;
8. *TIte-TGho* ordina le tracce e prende quella con valore più alto;
9. *Tmul* ricostruisce almeno un positrone;

10. *Thit* mostra il numero di tocchi corrispondente al numero di camere (maggiore di 7).

La terza ed ultima parte della Macro è basata sugli istogrammi.

TERZA PARTE

```
//HISTOGRAMS*****
    TH1F *h1 = new TH1F("h1","h1",100,40,60);
    TH1F *h2 = new TH1F("h2","h2",100,40,60);
    TH1F *h3 = new TH1F("h3","h3",100,40,60);
    TH1F *hRF = new TH1F("hRF","hRF",100,-20e-9,0e-9);
//TRF PLOT*****
    sig->Draw("fmod(RFtime-TPositron+2e-9,19.75e-9)>>hRF",
    TEn&&TChi&&TPos&&TTC&&TDC&&Thit&
    &Tmul&&TGho&&TIteTC&&Ttrg16);
    c1->cd(2);
//ENERGY PLOT *****
    sig->Draw("reco.EPositron*1000>>h2",
    TEn&&TChi&&TPos&&TTC&&TDC&&Thit&
    &Tmul&&TGho&&TIteTC&&Ttrg16&&TRF);
    c1->cd(3);
    sig->Draw("reco.EPositron*1000>>h3",
    TEn&&TChi&&TPos&&TTC&&TDC&&Thit&
    &Tmul&&TGho&&TIteTC&&Ttrg16&&TRFflat);
    c1->cd(4);
    hRF->SetTitle("Fascio completo");
    h2->SetTitle("Fascio positroni con fondo");
    h3->SetTitle("Solo fondo");
    TH1F *hd = (TH1F*)h2->Clone();
    hd->SetTitle("Fascio positroni meno il fondo");
    hd->SetName("hd");
    hd->Add(h3,-1);
    hd->Draw();}
```

Vengono generati quattro grafici, l'**hRF** rappresenta il fascio completo (Fig.4.3), l'**h2** mostra il fascio di positroni con il fondo (Fig.4.4), mentre gli ultimi due, l'**h3** e l'**hd**, mostrano singolarmente prima il fondo e poi il solo fascio di positroni (Fig.4.5 e 4.6); tutti e quattro i grafici sono espressi in funzione dell'energia e del numero di eventi dando così origine a fit gaussiani.

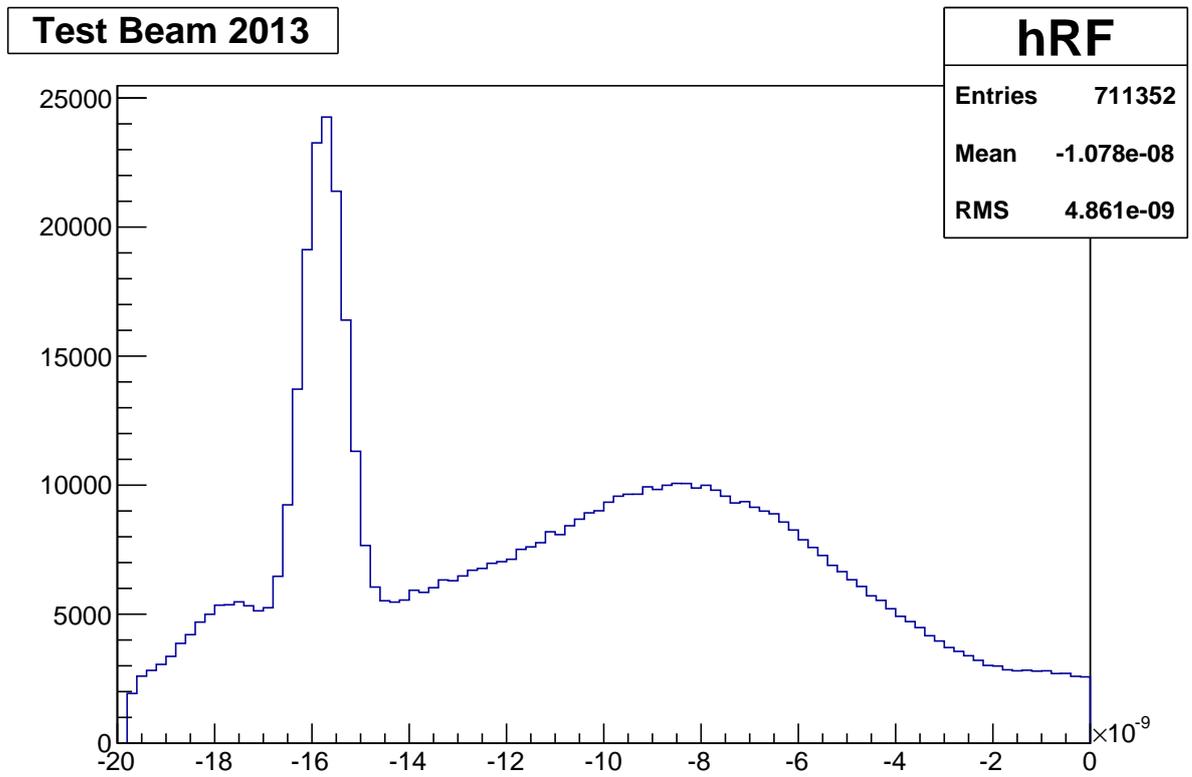


Figura 4.3: hRF: Fascio completo.

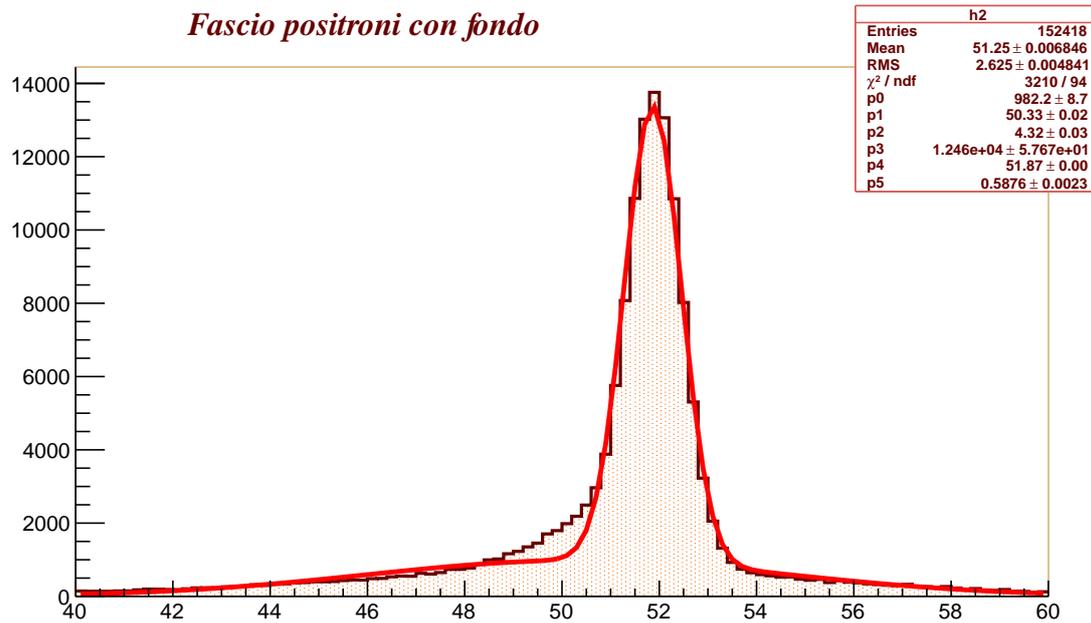


Figura 4.4: Fit h2 : fascio positroni con fondo.

I risultati sono fra di loro consistenti e mostrano come l'uso di un bersaglio più spesso permetta di raggiungere un migliore rapporto segnale-rumore. Per il calcolo dell'efficienza in modo grossolano basterà applicare la seguente formula:

$$\frac{eventi_{h2}}{eventi_{hRF}} = \frac{152418eventi}{711352eventi} = 21.4\% \quad (4.2.1)$$

in cui dal rapporto tra il fascio di positroni con fondo ed il fascio completo, si ritengono accettabili solo il 21.4% di eventi.

Lo studio della risposta dello spettrometro è ancora un lavoro in corso, tuttavia, questi risultati preliminari suggeriscono ottime potenzialità nell'immediato futuro.

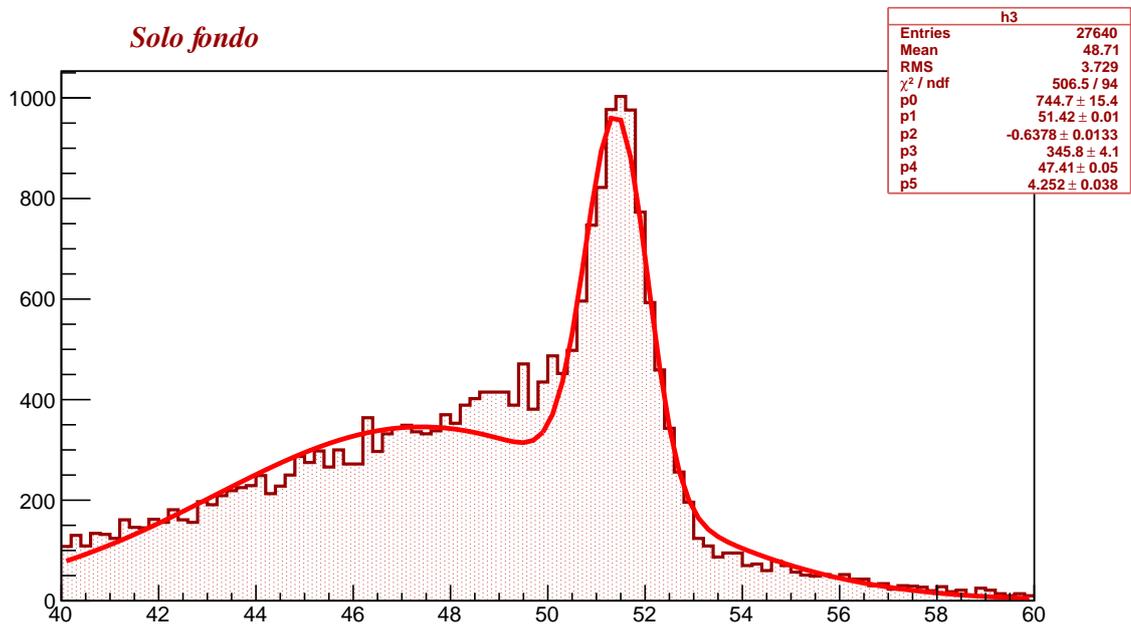


Figura 4.5: Fit h3 : solo fondo.

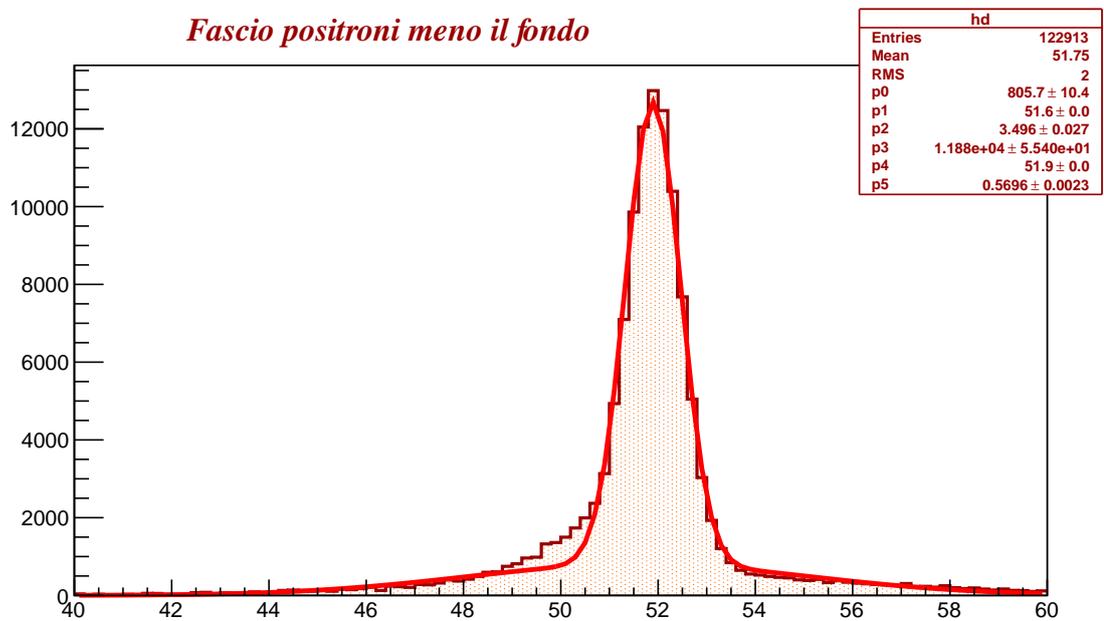


Figura 4.6: Fit hd : fascio positroni meno il fondo.

CONCLUSIONI : MEG II

Nell'agosto 2013 si è conclusa la presa dati dell'esperimento MEG per la ricerca del decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$, che viola la legge di conservazione del sapore leptonic. Dopo circa 5 anni di progettazione e costruzione dell'apparato sperimentale e dopo i primi 4 anni di presa dati è stato possibile fissare un limite di B.R. di $\sim 10^{-13}$, circa 20 volte superiore al valore precedentemente stabilito.

Attualmente si stanno analizzando i dati degli ultimi 2 anni; l'intero studio sulle strategie di miglioramento complessivo di MEG sono tutt'ora in corso, per cui tutto il lavoro fin qui presentato potrebbe essere soggetto a variazioni, raffinamenti e modifiche. In seguito all'approvazione della proposta di un up-grade [13], sono state apportate delle modifiche che dovrebbero consentire un ulteriore miglioramento del B.R. di qualche ordine di grandezza.

Le principali modifiche sperimentali sono state effettuate sulle camere a deriva, sul Timing Counter, e, seppur in misura minore, sul calorimetro. Le camere a deriva, in confronto agli altri rivelatori e rispetto alla proposta sperimentale, sono i dispositivi che hanno avuto le peggiori prestazioni nel corso dell'esperimento MEG. Questo problema è dovuto principalmente agli effetti di diffusione coulombiana multipla, sulle pareti delle camere e nel gas ed alla struttura geometrica del rivelatore. Il TC è stato sostituito da uno a maggiore segmentazione dotato di una risoluzione più alta, inoltre, grazie alla riduzione del fondo, dovuta alle migliori prestazioni dei rivelatori, è stata incrementata notevolmente l'intensità del fascio.

Per quanto riguarda la sezione d'urto Mott, le modifiche previste saranno incentrate sulla distorsione delle onde nel campo coulombiano nucleare, sulla radiazione nei materiali di passaggio, sugli effetti dinamici del rinculo nucleare, sull'effetto di dispersione e su altre correzioni radiative. Si è potuto constatare comunque che molte di queste (ad esempio nel caso di un cambio della geometria dei fili della camera o della forma delle celle) avrebbero un'influenza abbastanza ridotta sulla struttura e sulle prestazioni dei programmi presentati. Le correzioni radiative, in particolare, ridurranno la sezione d'urto Mott per MEGII di circa il 10%, rispetto alle precedenti condizioni sperimentali; la forma della distribuzione angolare Mott, rispetto alla sezione angolare di MEG, subisce una variazione dell'1%. Tutte le altre correzioni producono effetti inferiori all'1% o totalmente trascurabili. Ogni eventuale discrepanza tra la sezione d'urto differenziale Mott misurata e quella prevista, è molto probabilmente imputabile ad inefficienza hardware o a problemi nella rilevazione delle tracce.

In attesa che l'apparato venga riacceso, è stato studiato un nuovo approccio al metodo di calibrazione del fascio monocromatico, allo scopo di renderlo più valido e competitivo nella sua prossima configurazione; l'accensione di MEGII è prevista per la fine del 2015, la presa dati per la seconda metà del 2016.

RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI

- [1] J. Adam et al. (MEG Collaboration). Phys. Rev. Lett., 110(20), (2013).
- [2] C.D. Anderson (1933). The Positive Electron. Physical Review 43 (6)
- [3] P. Depommier et al, “ A New Limit On The $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ ” Phys. Rev. Lett. 39, 1113 (1977)
- [4] A. van der Schaaf, R. Engfer, H. P. Povel, W. Dey, H. K. Walter and C. Petitjean, “A Search For The Decay $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ ” Nucl. Phys. A 340, 249 (1980).
- [5] W. W. Kinnison et al., “A Search For $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ ” Phys. Rev. D 25, 2846 (1982).
- [6] R. D. Bolton et al., “Search For Rare Muon Decays With The Crystal Box Detector” Phys. Rev. D 38, 2077 (1988).
- [7] M.L. Brooks et al. [MEGA Collaboration], “New limit for the family-number non-conserving decay $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ ”, Phys. Rev. Lett. 83, (1999), 1521, [arXiv:hep-ex/9905013].
- [8] M. Ahmed et al., “Search for the lepton-family-number non-conserving decay $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ ”, Phys. Rev. D65, (2002), 112002, [arXiv:hep-ex/0111030].
- [9] J. Adam et al.[MEG Collaboration], Phys. Rev. Lett. 107, 171801 (2011)
- [10] W.E. Burcham, M. Jobes (1995). Nuclear and Particle Physics (2nd ed.). Longman Publishing.
- [11] Seth H. Neddermeyer, Phys. Rev., Vol. 51, (1937) Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles
- [12] Andrzej Czarnecki, Matthew Dowling et al. Phys. Rev. D 90, (2014). Michel decay spectrum for a muon bound to a nucleus
- [13] J. Adam et al. (MEG Collaboration). Eur. Phys. J. C (2013).The MEG detector for $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ decay search.
- [14] A. Baldini et al. (MEG Collaboration). Internal Note (2010). A Dedicated Positrons Beam and Coherent Mott Scattering on ^{12}C as a Diagnostic Tool for the MEG COBRA Spectrometer.

- [15] A. Baldini et al., (MEG Collaboration), “The MEG experiment: search for the $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ decay at PSI”, (2002).
- [16] Y. Kuno, A. Maki and Y. Okada, “Background estimation and suppression with polarized muons”, MEG Technical Note 1, (1997).
- [17] H. Nishiguchi, “An Innovative Positron Spectrometer to Search for the Lepton Flavour Violating Muon Decay with a Sensitivity of 10^{-13} ” PhD thesis, University of Tokyo (2008)